



UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS



École Doctorale SST

UMR INSERM U930 Equipe 5 CNRS ERL 3106 "De la maturation à la dégénérescence :
Exploration par Ultrasons", FRANCE

THÈSE présentée par :

Nicolas SÉNÉGOND

soutenue le : 17 décembre 2010

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université François - Rabelais

Discipline/ Spécialité : Science de l'Ingénieur

APPROCHE TEMPORELLE DE LA SIMULATION ET DE LA CARACTÉRISATION DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES CAPACITIFS MICRO-USINÉS

THÈSE DIRIGÉE PAR :

CERTON Dominique

Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais

RAPPORTEURS :

DUFOUR Isabelle

Professeur, IMS, Université de Bordeaux I

DURAND Stéphane

Maître de conférence, HDR, LAUM, Université du Maine

JURY :

DUBUS Bertrand

Directeur de recherche, IEMN, Université de Lille

DUFOUR Isabelle

Professeur, IMS, Université de Bordeaux I

DURAND Stéphane

Maître de conférence, HDR, LAUM, Université du Maine

POLIZZI Jean-Philippe

Ingénieur de recherche, CEA, LETI Grenoble

PATAT Frédéric

Professeur, Université François Rabelais - Tours

CERTON Dominique

Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais

TESTON Franck

Maître de conférence, Université François Rabelais

Résumé

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) sont aujourd'hui une nouvelle alternative à la transduction d'ondes ultrasonores. En comparaison avec la technologie piézoélectrique, ils offrent de nombreuses potentialités en termes de fiabilité, de production, de miniaturisation et d'intégration d'une électronique associée mais aussi en termes de performances acoustiques. Les voies d'application de ces dispositifs, dédiés initialement à l'imagerie médicale, sont aujourd'hui étendues à de nombreux domaines tels que la thérapie, les capteurs biochimiques ou encore l'émission paramétrique d'ondes sonores. Néanmoins, leur mise en œuvre n'en est encore qu'à ses balbutiements et la compréhension de leurs comportements à la fois statique et dynamique nécessite d'être approfondie. C'est dans ce cadre que s'inscrit le présent travail de thèse. Ce mémoire adresse deux aspects majeurs de ces micro-systèmes : leur caractérisation mécanique et l'impact de la non-linéarité des forces électrostatiques sur la réponse temporelle. La caractérisation des micro-systèmes, notamment en termes de contraintes initiales et de modules d'élasticité, est une problématique récurrente de ces dispositifs. Dans le contexte des technologies cMUT, fabriquées par procédé de micro-usinage de surface, nous avons souhaité repenser les bases de cette étape de mesure et proposer des méthodes de caractérisation basées sur l'utilisation de dispositifs fonctionnels plutôt que s'appuyer sur des structures dédiées (micro-poutre, ponts, structures rotatives). L'impact de la non-linéarité sur la dynamique dans le fluide d'une cellule, puis d'un réseau de cellules, est ensuite étudié en s'appuyant à la fois sur des mesures d'interférométrie laser et sur un modèle temporel intégrant les effets du fluide. Nous exposons ici une étude à plusieurs échelles, allant de la cellule unitaire du dispositif à la pression rayonnée par un élément de barrette. Une optimisation de l'excitation dans l'objectif de réduire l'effet de la non-linéarité tout en conservant des niveaux de pressions optimum est proposée. Enfin, à travers l'étude dynamique effectuée, un nouveau régime de fonctionnement des cMUTs est identifié et vérifié. Celui-ci s'appuie sur l'exploitation du régime forcé dans l'air ou dans l'eau de ces dispositifs pour la génération d'ondes ultrasonores basse-fréquence.

Mots clés : micro-système, transducteur ultrasonore capacitif, cMUT, contrainte initiale, plaque multicouche, modélisation temporelle, non-linéarité, interférométrie laser hétérodyne, microscopie holographique digital, collapse et snapback dynamique

RÉSUMÉ

Abstract

Here, the abstract...

Keywords : here, the Keywords...

ABSTRACT

Table des matières

Introduction	21
I Généralités	25
1 Technologie cMUT - Fonctionnement des transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés	27
1.1 Introduction	27
1.2 Principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif	27
1.2.1 Introduction	27
1.2.2 Analyse phénoménologique d'un transducteur capacitif	28
2 État de l'art des procédés de fabrication utilisés pour les cMUTs	35
2.1 Introduction - Le cMUT : un microphone miniaturisé	35
2.2 cMUT par micro-usinage de surface	36
2.3 cMUT par collage de wafer(wafer-bonding)	39
2.4 Présentation du procédé mis en œuvre dans nos dispositifs	41
3 Application des cMUTs	43
3.1 cMUT pour applications aériennes	43
3.1.1 Évolution et optimisation des cMUTs appliqués à l'air	43
3.1.2 Utilisation du cMUT en émission ultrasonore aérienne	45
3.1.3 les cMUTs - capteur à couplage aérien	48
3.2 cMUT pour applications médicales	50
3.2.1 Généralités	50
3.2.2 Échographie 3-D	51
3.2.3 Échographie haute-fréquence	53
3.2.4 le cMUT pour la thérapie	54
3.2.5 Application intra-vasculaire	55

4	Présentation des outils de caractérisation	57
4.1	Microscopie holographique digitale (DHM)	58
4.1.1	Description du dispositif	58
4.1.2	Etude du profil statique des cellules	59
4.1.3	Analyse de l'inhomogénéité dans une population de cMUTs	60
4.2	Interférométrie Laser hétérodyne	61
4.3	Impédancemétrie	64
II	Modélisation et analyse des phénomènes intrinsèques à la fabrication	69
5	Introduction	71
6	Phénomènes physiques mis en jeu	73
6.1	Force électrostatique	73
6.2	Mécanique de la membrane	75
6.2.1	Introduction	75
6.2.2	Théorie de Kirchhoff-Love - Le modèle d'une plaque mince	76
6.2.3	Equation de Von Karman - Extension des plaques minces aux grandes déflexions	81
6.2.4	Théorie des plaques épaisses - Théorie de Reissner-Mindlin	83
6.2.5	Extension des plaques minces aux plaques multicouches	85
6.3	Chargement du fluide	87
6.4	Influence de la cavité arrière	90
6.4.1	Description et modélisation du phénomène	90
6.4.2	Exemple d'application et conclusions	92
7	Description et étude du modèle en différence finie	95
7.1	Introduction - Choix du type de modèle	95
7.2	Équations mises en œuvre dans le modèle	95
7.3	Schéma numérique	97
7.3.1	Mise en place du schéma numérique	98
7.3.2	Conditions limites	99
7.4	Comparaison entre le modèle "Eléments Finis" (FEM) et le modèle développé en différence finie (FDM)	101
7.4.1	Présentation du modèle "Eléments Finis"	101
7.4.2	Cas d'un monocouche	102
7.4.3	Cas d'un bicouche	104

TABLE DES MATIÈRES

7.5	Exploitation du modèle	106
7.5.1	Intégration de l'électrostatique et détermination de la tension de col- lapse	106
7.5.2	Extension au modèle harmonique linéarisé du premier ordre	108
8	Étude de l'impact de la contrainte initiale sur le comportement d'une cellule	109
8.1	Origine du phénomène	109
8.2	Implémentation d'une contrainte initiale dans le modèle	110
8.3	Confrontation aux Eléments Finis	112
8.4	Méthode de détermination par problème inverse	113
8.5	Discussion sur l'impact de la contrainte initiale dans une cellule cMUT . . .	116
8.5.1	Etude dissociée de la contrainte dans chacune des couches	116
8.5.2	Limitations de la déflexion initiale	118
III	Comportement dynamique d'une cellule - Modèle temporel	123
9	Introduction	125
10	Description du modèle temporel d'une cellule	127
10.1	Algorithme de résolution temporel	127
10.2	Conditions de contact sur le fond de la cavité	129
11	Intégration du chargement du fluide dans le modèle	131
11.1	Réponse impulsionnelle de diffraction	131
11.2	Calcul du champ en 1 point	134
11.3	Chargement de la cellule sur elle-même	134
11.4	Hypothèse simplificatrice d'un transducteur piston	135
12	Validation théorique du Modèle	139
12.1	Validation du modèle temporel dans le vide	139
12.2	Validation du chargement du fluide	141
13	Impact de la non-linéarité sur la réponse temporelle	143
13.1	Protocole d'ajustement du modèle temporel avec des données expérimentales	143
13.2	Réponse de la membrane en régime impulsionnel	146
13.3	Étude du cycle d'hystérésis - Notion de collapse/snapback dynamique . . .	149
13.3.1	Identification du phénomène de collage en dynamique	150
13.3.2	Impact du collapse sur la réponse impulsionnel	151

TABLE DES MATIÈRES

13.3.3	Évolution du cycle d'hystérésis	152
13.3.4	Notion de coefficient de couplage dynamique	156
13.4	Optimisation de l'excitation du cMUT	157
13.4.1	Sens de l'excitation	157
13.4.2	Valeur optimale de tension de polarisation	158
13.4.3	Forme de l'excitation	161
IV	Modélisation temporelle d'un réseau de cellules : compréhension et exploitations	163
14	Introduction	165
15	Étude du comportement dynamique d'un élément de barrette d'imagerie	167
15.1	Comportement dynamique de la cellule dans un élément de barrette	167
15.2	Extension du modèle à un problème multicellulaire	172
15.2.1	Modélisation temporelle d'un réseau périodique de cellule	173
15.2.2	Modélisation temporelle d'un élément de barrette	175
15.3	Étude de la pression rayonnée	177
15.3.1	Présentation	177
15.3.2	Impact de l'excitation sur le champ de pression rayonnée	179
16	Exploitation des cMUTs en régime forcé basse fréquence	183
16.1	Identification et motivation du concept	183
16.2	Critère de design adaptée au régime forcé basse-fréquence	184
16.3	Validation du concept de régime forcée	187
16.3.1	Simulation des pressions rayonnés	187
16.3.2	Validation expérimentale	191
	Conclusion	193

Liste des tableaux

7.1	Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée	102
7.2	Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée dans le cas du multicouche	104
8.1	Caractéristiques géométriques des membranes simulées pour la résolution par problème inverse	114
8.2	Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé dans la simulation pour la résolution par problème inverse	115
8.3	Caractéristiques mécaniques des matériaux envisageables pour l'électrode supérieure (source : WebElement)	118
8.4	Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés dans le modèle	120
11.1	Caractéristiques mécaniques, géométriques et électrostatiques de la membrane simulée pour la comparaison modèle "piston équivalent"/modèle exacte	136
13.1	Caractéristiques géométriques de la cellule extraites de la mesure par microscopie holographique	144
13.2	Caractéristiques mécaniques et électrostatiques de la cellule ajustées à partir de la mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation à l'aide du DHM	145
13.3	Résumé des différentes configurations d'excitation testées et résultats associés	162
15.1	Paramètres géométriques et mécaniques de la cellule étudiée $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ pour la comparaison entre le modèle d'une cellule et les mesures d'interférométrie d'une cellule dans un élément de barrette	169
15.2	Résumé des performances sur la pression associées à l'étude d'optimisation présenté dans le tableau 15.2(où BW-3dB est la bande passante à -3 dB, P_{ray} est la pression maximale et NL l'amplitude de l'harmonique double sur la fréquence centrale)	181

LISTE DES TABLEAUX

16.1 Déplacements moyens et maximaux nécessaires pour des applications de propagation dans l'air et l'eau centrée à 500 kHz, appliqué à un transducteur de surface rayonnante de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ (ici l'atténuation dans l'air de 0.35 dB/cm à 500 kHz est prise en compte)	185
---	-----

Table des figures

1.1	Schéma de fonctionnement d'un transducteur capacitif en mode émission et réception	28
1.2	Schéma équivalent du 1 ^{er} ordre d'un transducteur capacitif	28
1.3	Variation des énergies en fonction de la position relative de la membrane par rapport à la hauteur équivalente - Bleu : <i>Energie potentielle élastique</i> - Rouge : <i>Energie potentielle electrostatique</i> - Vert : <i>Energie Totale</i> - Noir pointillé : <i>hauteur minimal h_{mb}/h_{eq}</i>	30
2.1	Coupe transversale du premier transducteur ultrasonore sur wafer de silicium [46]	36
2.2	Exemple des différentes étapes de fabrication en micro-usinage de surface [12]	37
2.3	Coupe transversale (gauche) et photographie (droite) du transducteur flexible curviligne développé par ACULAB [4]	39
2.4	Exemple des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [12]	41
2.5	Etapes du procédé de fabrication utilisé pour les cMUTs [23]	42
3.1	Procédés de fabrication proposé par Buhrdorf [2] pour la génération aérienne d'ultrasons	44
3.2	Admittance réelle (G) et imaginaire (B) d'un cMUT composé de 3 tailles de membranes :127, 141 et 162 μm d'épaisseur 500 nm [37]	44
3.3	(a) Mesure CND en transmission proposée par Ladabaum [25] (b) Mesure de défauts par onde de Lamb proposée par Hansen [HANSEN1999]	46
3.4	(a) Dispositif expérimental de métrologie de surface proposée par Hutchins [22](b) exemple d'application de métrologie sur une pièce anglaise de 20 pence	46
3.5	(a) photographie du cMUT adapté à l'émission paramétrique (b) Directivité des ondes primaires (52 et 57 kHz), de l'onde secondaire (5 kHz) du capteur comparée avec la directivité à 5 kHz d'un haut-parleur classique [48]	47
3.6	(a) Diagramme-bloc du microphone à détection radio-fréquence comprenant le circuit de démodulation de phase (b) Photographie par microscope optique du dispositif cMUT-microphone [HANSEN2004]	48

TABLE DES FIGURES

3.7	Image sur les cibles d'un fantôme pour une excitation centrée à 8 MHz - à gauche : sonde cMUT - à droite : sonde piézoélectrique [LEGROS2008] . . .	51
3.8	(a) Schéma de principe du montage capteur/circuit intégré (b) Photographie du dispositif final [WYGANT2008]	52
3.9	Schéma de principe du dispositif expérimental d'opto-acoustique [VAITHILINGAM2009]	53
3.10	Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentrique[WONG2010]	55
4.1	(a) Schéma de principe du microscope holographique digital - (b) Principe de traitement de l'image holographique	58
4.2	Extraction des données sur la mesure d'une cellule cMUT (ici carrée de 20 μm de côté)	59
4.3	(a) Evolution du profil d'une cellule carrée de 20 μm pour une augmentation de la polarisation - (b) Variation de la déflexion maximale en fonction de la tension de polarisation (bleu : montée, noire : descente)	60
4.4	Evolution de la tension de collapse dans une population de 32 cellules carrées de 20 μm de côté	60
4.5	Estimation du coefficient de couplage électro-mécanique par impédancemétrie de l'élément étudiée	61
4.6	Schéma (a) et photographie (b) du banc d'interférométrie laser hétérodyne .	62
4.7	Etude d'une cellule carrée de 20 μm de côté dans l'huile par interférométrie en "grands signaux" - bleu : excitation appliquée - noire : réponse au centre de la cellule	63
4.8	Etude d'une cellule carrée de 40 μm de côté dans l'air par interférométrie couplée avec l'analyseur de réseau - (a) module et phase de la réponse harmonique au centre de la cellule - (b) profil 3D à la résonance - (c) coupe à la résonance	64
4.9	Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation	66
4.10	Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'huile - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation	67
5.1	Présentation des différentes étapes de fabrication des cMUTs	71
6.1	Géométrie du condensateur plan idéal	73

TABLE DES FIGURES

6.2	Domaine de validation des différentes théories pour modéliser la membrane du cMUT où a , h et ω sont respectivement la largeur, l'épaisseur et la déflexion maximale de la membrane	76
6.3	Plaque mince dans le domaine cartésien	77
6.4	Représentation schématique des résultantes en membrane (rouge), résultantes en cisaillement (vert) et des moments de flexions et torsions (bleu) appliqués à la plaque	79
6.5	Représentation schématique de l'hypothèse de Mindlin confrontée à celle de Kirchhoff	83
6.6	Représentation schématique d'un multicouche	86
6.7	Amortissement de la cavité arrière entre 2 plaques parallèles	90
6.8	Impact du "squeeze number" sur la répartition des phénomènes de cavité	92
6.9	Réponse en fréquence de la vitesse de la membrane pour différentes configurations	94
7.1	Discrimination des différentes zones d'étude du cMUT pour le modèle mécanique	96
7.2	Schéma numérique de la cellule cMUT modélisée	99
7.3	Intégration numérique de la matrice de raideur $[K]$	99
7.4	Condition de symétrie appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$	100
7.5	Condition d'encastrement appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$	101
7.6	Construction du modèle FEM sous Comsol Multiphysics®	102
7.7	Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en plaque mince	103
7.8	Variation de la déflexion en fonction de la pression appliquée sur la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en petite déformation	103
7.9	Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de l'électrode pour un recouvrement complet (pure bicouche)	105
7.10	Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction du pourcentage de métallisation de la membrane pour 3 épaisseurs de métallisation différentes (trait plein : 200nm - trait hachuré : 400 nm et trait pointillé : 600 nm)	105
7.11	Variation du profil statique en fonction du nombre d'itérations pour $V=100V$ (a) et $V=215V$ (a)	107
8.1	Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction d'une contrainte initiale globale dans les couches (noir : FEM, bleu : FDM)	113

TABLE DES FIGURES

8.2	Mesure de déflexion initiale sur des cellules $20 \times 20 \mu\text{m}$ (a) et $25 \times 25 \mu\text{m}$ (b) et calcul de la déflexion initiale pour ces cellules ($20 \times 20 \mu\text{m}$ (c) et $25 \times 25 \mu\text{m}$ (d)) en fonction de la contrainte résiduelle et du module d'Young du Nitrure de Silicium ($E_{SiN} \in [180 : 300]$ GPa)	114
8.3	Détermination du couple (E_{SiN} /Contrainte résiduelle) par problème inverse	115
8.4	Variation de la fréquence de résonance (bleu) et de la déflexion initiale (noire) en fonction de la contrainte dans la membrane σ_{mb} (a) et de la contrainte dans l'électrode σ_{el} (b)	116
8.5	Variation de la fréquence de résonance et de la déflexion initiale en fonction du pourcentage de métallisation (a) et de l'épaisseur de l'électrode (b) avec $\sigma_{mb}=100$ MPa et $\sigma_{el}=450$ MPa	117
8.6	Mesure de déflexion initiale de deux cellules carrés de $22 \mu\text{m}$ - (a) $\sigma_{SiN}= 60$ MPa - (b) $\sigma_{SiN}= 150$ MPa	119
8.7	Mesure de déflexion initiale sur une cellule carré de $22 \mu\text{m}$ avec recuit et un dépôt supplémentaire	119
8.8	Etapes intégrées dans le modèle pour étudier l'impact du recuit	120
8.9	Evolution du profil statique selon l'étape de fabrication (a) refroidissement de 200 à 20°C , (b) échauffement de 20 à 400°C (c) refroidissement de 400 à 20°C avec ajout du SiO_2	121
10.1	Evolution du profil calculé d'une membrane $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ - (a) déplacement au centre de la membrane (noir) et excitation appliquée à la cellule (gris hachuré) (a) - profil avant (b), en début (c), au milieu (d) et à la fin (e) du collapse	130
11.1	calcul de la SIR d'une source rectangulaire sur un point d'observation situé au coin de l'ouverture	132
11.2	Présentation des 4 positions possibles de la cible en fonction de la source rectangulaire (en gris) (a) $M(x_M, y_M)$ dans l'ouverture de la source - (b) x_M est en dehors de l'ouverture - (c) y_M est en dehors de la source - (d) x_M et y_M sont en dehors de la source - les zones rouges sont les zones à sommer alors que les zones bleues sont celles à soustraire lors du calcul	133
11.3	Calcul de la réponse impulsionnelle de diffraction d'un élément de maillage n sur m en prenant en compte les conditions de symétrie	135
11.4	Comparaison entre le calcul exact (noire) et le calcul avec piston équivalent (rouge) sur le déplacement moyen d'une membrane $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ (a) et comparaison des réponses impulsionnelles de diffraction calculées au point central (trait plein) et sur un de ces voisins (trait hachuré) pour l'ensemble des points de la membrane (noire) et le piston équivalent (rouge)	136
12.1	Variation de la réponse fréquentielle de la vitesse d'une membrane $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en fonction de la tension de polarisation - courbe rouge : résolution temporelle - cercle noir : résolution fréquentielle	140

TABLE DES FIGURES

12.2	(a) Variation de la fréquence de résonance d'une membrane $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en fonction de l'épaisseur de SiN (bleu : résolution temporelle - noir : résolution fréquentielle) (b) Variation de la déviation entre les deux modèles	140
12.3	Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur (a) et de la largeur (c) de membrane et variation respectives des déviations entre les deux modèles (b) et (d) (bleu : modèle temporel - noir : résolution fréquentielle)	142
13.1	(a) Mesure DHM en intensité de la cellule étudiée - (b) Mesure de la déflexion initiale sur le profil central de la cellule (noir : mesure - rouge : courbe de fit)	144
13.2	Variation de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (courbe noire : mesure par microscope holographique, courbe rouge : simulation avec les paramètres ajustés	145
13.3	Spectre du déplacement au centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation (rouge : mesure - noir : modèle ajusté)	146
13.4	Spectre du déplacement au centre de la membrane plongée dans l'huile en fonction de la tension de polarisation	147
13.5	Réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : tension d'entrée "grand signal")	148
13.6	Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : spectre de la tension d'entrée "grand signal")	149
13.7	(a) Réponse temporelle du centre d'une membrane à une excitation de 3 cycles sinusoïdaux à 200 kHz d'amplitude pic-pic 140% de $V_{collapse}$ et polarisée à 70% de $V_{collapse}$ - (b) courbe correspondante du déplacement en fonction de la tension d'excitation	150
13.8	Réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\% V_{collapse} = 77 \text{ V}$) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)	151
13.9	Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\% V_{collapse} = 77 \text{ V}$) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)	152

TABLE DES FIGURES

13.10	Comparaison des comportements déplacement/tension d'excitation en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation : (a) 200 KHz, (b) 1 MHz, (c) 2.5 MHz, (d) 5 MHz et (e) 10 MHz (courbe bleue : $V_{pp} = 30$ V, courbe rouge $V_{pp} = 75$ V, courbe noire $V_{pp} = 150$ V)	154
13.11	Evolution du collapse et du snapback dynamique (normalisée par rapport à la valeur de $V_{collapse}$ en statique) dans l'eau en fonction de la fréquence d'excitation normalisée par rapport à la fréquence de résonance dans l'eau de la membrane	155
13.12	(a) déplacement au centre d'une membrane 20x20 à 1 MHz (b) évolution du k_t (courbe noire : parcours d'un cycle complet - courbe grise : excitation "petits signaux"	156
13.13	Etude de l'impact du sens de l'excitation sur la réponse d'une membrane (a) Excitations appliquées à la membrane (b) Réponses au centre de la membrane (excitation pulsée positive (courbe noire) et négative (courbe grise))	158
13.14	(a) Forme de la tension d'excitation (b) Spectre de l'accélération moyenne de la réponse de la membrane (c) Réponse temporelle du déplacement moyen de la membrane - (a), (b) et (c) sont tracées pour 4 différentes tensions d'excitation ayant respectivement une tension de polarisation de 20, 40, 60 et 80%	159
13.15	(a) Evolution du déplacement moyen et de l'amplitude de l'harmonique par rapport à l'amplitude de la fréquence centrale de la bande en fonction de la tension de polarisation (b) Mise en place des critères de sélection K_{dep} (croix) et K_{NL} (cercle) et mise en évidence du point de fonctionnement optimum	160
13.16	Déplacement moyen de la membrane répondant à différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f)	161
13.17	Spectre de l'accélération moyenne pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés)	162
15.1	Image d'une partie d'un élément de la barrette étudiée composée de 4 cellules $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en largeur et de plus d'une centaine en hauteur - 2 cellules sont étudiées ici : une cellule centrale et une cellule du bord	168
15.2	(a) Mesure d'impédancemétrie dans l'huile de l'élément étudiée pour une tension de polarisation $V_0 = 35$ V (b) Mesure de la déflexion initiale sur une cellule appartenant à l'élément étudiée	168
15.3	Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 1 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser - courbe déplacement-tension en régime continu à 1 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser	169

TABLE DES FIGURES

15.4	Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 3 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre) - courbe déplacement-tension en régime continu à 3 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser	170
15.5	Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre) - courbe déplacement-tension en régime continu à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser	172
15.6	Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette dans un réseau 2-D de cellules	173
15.7	Comparaison entre la réponse d'une cellule seule dans le fluide (courbe bleue hachurée) et sa réponse dans un réseau de 5×5 éléments (courbe noire)- (a) réponses temporelles -(b) spectres de l'accélération	174
15.8	Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette avec 4 cellules de largeur	175
15.9	Schématisation des différentes composantes des pressions provenant des différentes colonnes chargeant les cellules modélisées	176
15.10	Spectre de la réponse impulsionnelle d'un élément composé de 4 membranes de largeur (calcul pour $N_{cellule} = 100$: courbe rouge : membrane du centre, courbe bleue : membrane du bord, calcul pour $N_{cellule} = 30$: courbes noires)	177
15.11	Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation)	178
15.12	Impact du sens d'excitation d'un demi-cycle de sinusoïde centrée à 5 MHz sur la pression rayonnée - Mesure : demi-cycle positif (a) et négatif (b) - Simulation : demi-cycle positif (c) et négatif (d) - comparaison des spectres mesurés et simulés (e)	180
15.13	Pression rayonnée d'un élément de barrette répondant à différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f)	180
15.14	Spectre de la pression rayonnée pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés)	181
16.1	Etude des domaines de validité du régime classique de résonance (domaine 1) et du régime forcé basse fréquence (domaine 2) en fonction de la largeur de la cellule unitaire et de l'épaisseur de membrane - (a) dans l'eau (b) dans l'air (lignes de niveaux rouges : fréquence de résonance, lignes de niveaux bleues : déflexion initiale, lignes de niveaux noires : tension de collapse) . . .	186

TABLE DES FIGURES

16.2	Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'air pour 4 fréquences d'excitations : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz .	187
16.3	Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'eau pour 4 fréquences d'excitations : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz	188
16.4	Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'air : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen	189
16.5	Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'eau : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen	189
16.6	Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'air d'une source de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz	190
16.7	Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'eau d'une source de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz	191
16.8	Validation expérimentale du régime forcé sur une sonde d'imagerie où 25 éléments sont connectées en parallèle - régime forcé à 500 kHz (a) forme temporelle (b) spectre de la réponse - régime forcé à 1 MHz (c) forme temporelle (d) spectre de la réponse (pour (b) et (d) la courbe grise correspond au spectre de l'émission et la courbe noire au spectre de la pression)	192

Introduction

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) offrent aujourd’hui une nouvelle alternative dans le domaine de la transduction ultrasonore. Ces dispositifs appartiennent à la famille des micro-systèmes (MEMs en anglais pour Micro Electro-Mechanical Systems) qui, aujourd’hui, profitent d’une forte dynamique fournie à la fois de la part des industries et des laboratoires de recherche. Ils s’appuient sur les technologies de fabrication de la micro-électronique, offrant des potentialités intéressantes en terme de fiabilité, de production, de miniaturisation et d’intégration de l’électronique associée. Ce type de dispositifs s’inscrit de plus dans un cadre pluridisciplinaire où de nombreux domaines de la physique sont associés comme l’électronique, la mécanique, l’optique, l’acoustique ou encore la mécanique des fluides, induisant la nécessité de travaux collaboratifs entre les différents spécialistes de ces domaines.

Dans le domaine de l’acoustique ultrasonore, la technologie piézoélectrique est aujourd’hui le moyen de transduction le plus utilisé. Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés, bien qu’étant une technologie aujourd’hui moins mature, présentent des performances acoustiques en tout point comparables à celles des technologies précédentes notamment en termes de coefficient de couplage électro-mécaniques, de bandes passantes et de niveau de pression. Ils profitent en outre de tous les avantages précités liés aux micro-systèmes.

Le fonctionnement de ces dispositifs s’appuie sur des structures unitaires géométriquement simple. Un cMUT est en effet composé de centaines voire de milliers de membranes suspendues au-dessus d’une cavité, mises en parallèle. En émission, l’excitation électrique vient créer des forces électrostatiques entre la membrane mobile et l’électrode inférieure fixe permettant d’actionner la membrane qui produit une onde ultrasonore en face-avant. En réception, c’est l’onde acoustique qui fait déplacer la membrane, faisant ainsi varier la capacité intrinsèque de la cellule.

Depuis maintenant près d’une vingtaine d’années, les différents acteurs participant à l’évolution de ces technologies ont permis d’améliorer sans cesse les procédés de fabrication, de développer de nombreux outils et méthodes pour leurs études et d’ouvrir le champ d’investigation de ces dispositifs. Ainsi, le nombre de domaines d’application liés au cMUT s’est considérablement développé. Initialement utilisé pour les applications de transduction dans l’air puis surtout pour l’imagerie médicale, on les retrouve dans quasiment tous les champs d’applications des ultrasons des capteurs chimiques et biochimiques à l’émission paramétrique sonore en passant par la thérapie ultrasonore. Néanmoins, cette technologie étant somme toute récente, de nombreuses interrogations sur le comportement à la fois

statique et dynamique restent en suspend.

Notre étude a donc pour objectif la compréhension des phénomènes statiques et dynamiques qui régissent le comportement des cMUTs. Elle s'inscrit dans un partenariat entre laboratoires et industries localisés sur Tours où les acteurs majeurs sont les entreprises Vermon S.A., ST Microelectronics et les équipes de recherches du LMP (Laboratoire de Micro-électronique de Puissance) et l'UMR Inserm U930 CNRS ERL3106 Equipe 5. Cette étude se cadre plus précisément dans deux projets : le projet CAPI (Capteurs Actifs et Passifs) dont l'objectif était la fabrication de transducteurs ultrasonores à couplage aérien pour la transmission de donnée et le projet MONITHER, qui s'applique à utiliser les cMUT pour l'imagerie échographique de contraste.

Le travail présenté consiste à la modélisation et la caractérisation du comportement statique et dynamique des cMUTs. Plus exactement, une première partie du travail consiste à la caractérisation des paramètres mécaniques du dispositifs et des phénomènes de contraintes résiduelles. Elle s'appuie sur la mise en place d'un modèle de comportement statique et sur des mesures faites par microscopie holographique digitale. La seconde partie s'attache à la compréhension du comportement dynamique du dispositif et plus exactement l'étude de l'impact de la non-linéarité sur celui-ci, de l'échelle de la cellule unitaire à celle de l'élément de barrette. Cette étude s'appuie sur un modèle temporel et des mesures d'interférométrie laser.

La première partie de ce document introduit de façon générale les technologies cMUTs. Tout d'abord, le principe de fonctionnement de ces dispositifs est expliqué en s'appuyant sur un modèle analytique 1D. Une brève revue des deux grandes familles de procédés de fabrication ainsi que certaines de leurs évolutions est présentée pour finalement introduire le procédé de fabrication utilisé pour l'ensemble de nos dispositifs. Un état de l'art plus complet est ensuite fait sur les différentes applications pour lequel les cMUTs ont été intégrés en insistant sur les contraintes qu'elles entraînent pour le cahier des charges de leur fabrication. Enfin, les outils de caractérisation présents dans notre laboratoire et utilisés lors de cette étude sont exposés.

Dans la deuxième partie, une attention particulière a été apportée sur la modélisation des cMUTs. Pour cela, une revue des différents phénomènes physiques entrant ou pouvant entrer en jeu dans le comportement de ces capteurs est présentée. Ici, les équations liées à ces phénomènes sont décrites. Notamment, une discussion sur les différents modèles mécaniques des plaques est apportée. Les hypothèses, la mise en œuvre numérique ainsi que la validation de notre modèle sont ensuite exposées. Le dernier chapitre de cette partie consiste à étudier l'impact de la contrainte initiale (ou résiduelle) sur le comportement d'une cellule. Pour cela, l'incorporation des contraintes résiduelles dans le modèle est expliquée, puis une méthode de détermination de ces contraintes par problème inverse est exposée et, pour finir une analyse de celle-ci et les éventuels possibilités pour limiter leurs actions sur la membrane cMUT est proposée.

La troisième partie concerne l'étude du comportement dynamique d'une cellule isolée dans un fluide. Celle-ci s'appuie sur un modèle temporel qui est tout d'abord présenté puis validé théoriquement. Ensuite, l'impact de la non-linéarité sur la dynamique de la cellule est discuté en utilisant à la fois des résultats de simulations et des mesures dynamiques faites par interférométrie laser hétérodyne. Enfin, une optimisation de l'excitation est suggérée

pour cette même cellule permettant d'obtenir un déplacement maximal tout en limitant les effets de la non-linéarité.

Dans la quatrième et dernière partie, une étude de l'impact de la non-linéarité est cette fois-ci proposée sur un élément de barrette échographique. Les résultats expérimentaux sont confrontés au modèle d'une cellule dans le fluide. Ensuite, une extension du modèle temporel pour un réseau de cellules est proposé. Celui-ci est validé en le comparant avec des mesures de pression rayonnée d'un élément de barrette échographique dans l'eau. L'optimisation d'excitation est alors appliquée sur l'élément et l'impact sur le champ rayonné est discuté. Finalement, une exploitation des cMUTs en régime forcée est présentée pour la génération d'onde basse fréquence dans l'air et dans l'eau. De nouvelles règles de designs en sont déduites et le concept est validé à la fois par simulation et ensuite par des mesures expérimentales dans l'eau.

Première partie

Généralités

Chapitre 1

Technologie cMUT - Fonctionnement des transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés

1.1 Introduction

Les cMUTs appartiennent à la famille des capteurs à effet capacitif. Ces capteurs se basent sur leurs aptitudes à faire varier leurs capacités intrinsèques en fonction de la variation d'une autre grandeur physique (mécanique, acoustique, thermique, etc.). Pour les transducteurs ultrasonores capacitifs, c'est la pression acoustique en face-avant du capteur qui vient faire varier la capacité du capteur.

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter tout d'abord l'origine de la technologie cMUT et les évolutions apportées au cours des deux dernières décennies. La fabrication des cMUTs étant basée sur des technologies issues de la micro-électronique, les principales méthodes de fabrications seront présentées. Les différents domaines d'exploitations des cMUTs seront ensuite présentés ainsi que les spécificités technologiques qu'elles ont entraînées. Finalement, un panorama des outils de caractérisation utilisés au cours de cette thèse sera effectué. Leurs principes de fonctionnement ainsi que leurs exploitations vis-à-vis des cMUTs seront exposés.

En guise d'introduction de cette partie, une présentation du principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif est tout d'abord exposée.

1.2 Principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif

1.2.1 Introduction

Les cMUTs sont un ensemble de micro-membranes pouvant être considérées chacune comme un transducteur capacitif. On les appelle cellule unitaire du cMUT. Une cellule est ainsi composée d'une électrode mobile, une cavité arrière et une électrode inférieure fixe (figure 1.1). En mode émission, une tension alternative est appliquée au borne de la

1.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSDUCTEUR CAPACITIF

cellule créant ainsi une force électrostatique (F_{elec}) qui va entraîner un déplacement de la membrane (appelée aussi électrode mobile). Ce déplacement va lui-même engendrer une pression acoustique rayonnée en face-avant de la membrane. En mode réception, c'est la pression de l'onde acoustique appliquée sur la membrane qui provoque son déplacement. Ce déplacement entraîne alors une variation de la capacité intrinsèque du dispositif. Il est alors nécessaire de polariser la membrane pour produire des variations de charges.

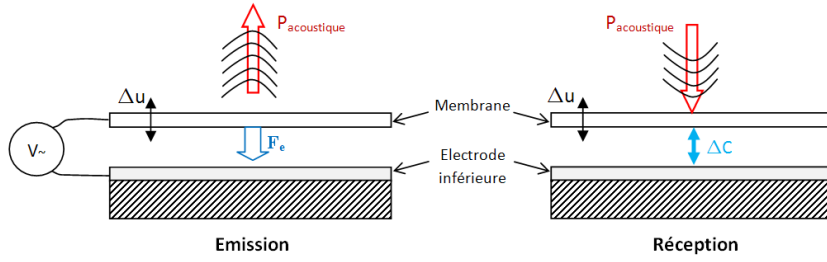


FIGURE 1.1 – Schéma de fonctionnement d'un transducteur capacitif en mode émission et réception

1.2.2 Analyse phénoménologique d'un transducteur capacitif

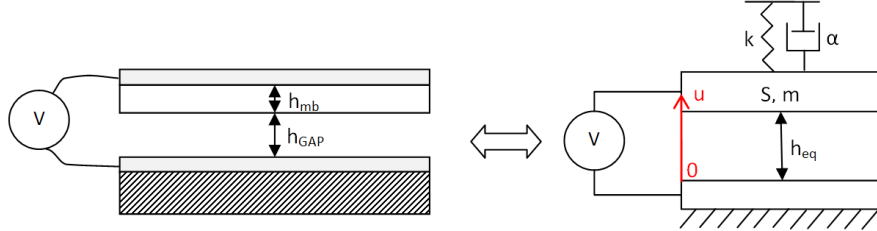


FIGURE 1.2 – Schéma équivalent du 1^{er} ordre d'un transducteur capacitif

Afin d'extraire les différents phénomènes entrant en jeu dans le fonctionnement du transducteur capacitif, une approximation à un degré de liberté est présentée (Figure 1.2). On considère ainsi le transducteur comme un système masse-ressort amorti ayant les caractéristiques électrostatiques d'un condensateur plan à espace inter-électrode variable. Afin d'éviter tout court-circuit dans le transducteur, il est nécessaire que les deux électrodes ne soient pas en contact direct en cas de déflexion totale de la membrane. Pour cela, la partie mobile est composée généralement d'une membrane de permittivité relative ϵ_{mb} sur laquelle l'électrode supérieure est déposée. Ainsi, pour notre étude, la hauteur équivalente du condensateur h_{eq} peut s'écrire :

$$h_{eq} = h_{GAP} + \frac{h_{mb}}{\epsilon_{mb}} \quad (1.1)$$

1.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSDUCTEUR CAPACITIF

avec

- h_{GAP} la hauteur de la cavité,
- h_{mb} l'épaisseur de membrane,
- ϵ_{mb} la permittivité diélectrique de la membrane.

On peut ainsi exprimer, dans une hypothèse de condensateur plan, la capacité du transducteur en fonction de la position u de la membrane mobile :

$$C(u) = \frac{\epsilon_0 S}{u} \quad (1.2)$$

où

- $C(u)$ la capacité du transducteur,
- u la position de la membrane,
- S la surface métallisée du transducteur,
- ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

L'énergie électrostatique emmagasinée dans le condensateur ainsi que la force électrostatique appliquée sur la membrane lorsqu'on applique une tension V s'écrivent de la façon suivante :

$$E_{elec} = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{\epsilon_0 S}{2u} V^2 \quad (1.3)$$

et

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2} V^2 \quad (1.4)$$

Pour exprimer la rigidité en flexion de la membrane, la force de rappel de la membrane est assimilée à un ressort de raideur k qui produit l'énergie potentielle élastique suivante :

$$E_{elast} = \frac{1}{2} k (u - h_{eq})^2 \quad (1.5)$$

et une force de rappel équivalente

$$F_{elast} = -k(u - h_{eq}) \quad (1.6)$$

Dans cette première approche, on suppose que les deux forces précédemment présentées sont les deux seules entrant en jeu dans un comportement statique. En effet, la gravité est ici négligeable au regard des autres forces mises en jeu.

1.2.2.1 Phénomène de collapse

L'un des phénomènes clés dans le fonctionnement des cMUTs est l'effondrement de la membrane mobile sur le fond de la cavité. Il est généralement identifié selon l'anglicisme "collapse". Il correspond en fait à une tension et une position limite à partir desquelles les forces élastiques de la membrane n'arrive plus à contrebalancer les forces électrostatiques.

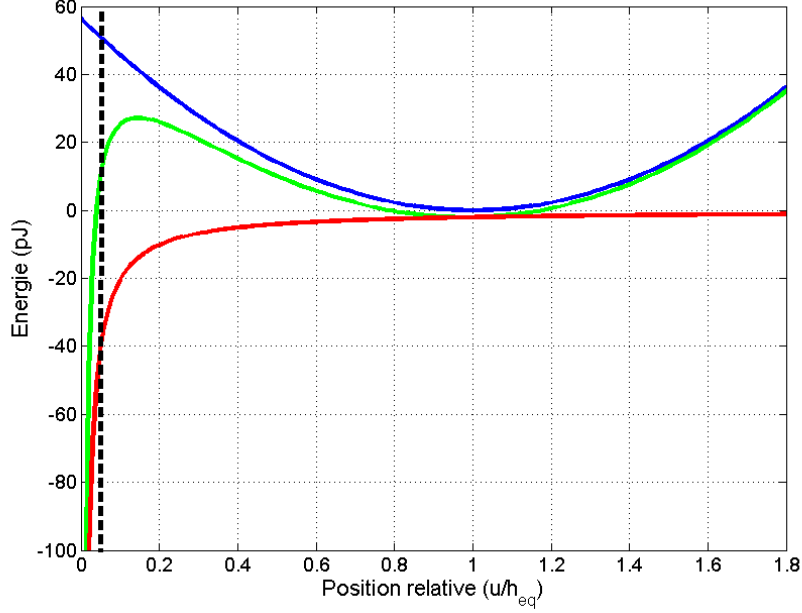


FIGURE 1.3 – Variation des énergies en fonction de la position relative de la membrane par rapport à la hauteur équivalente - **Bleu** : *Energie potentielle élastique* - **Rouge** : *Energie potentielle électrostatique* - **Vert** : *Energie Totale* - **Noir pointillé** : *hauteur minimal h_{mb}/h_{eq}*

L'identification de ce phénomène est ainsi nécessaire pour le pilotage du transducteur. En effet, de ce comportement, une tension limite est déterminée correspondant au maximum de polarisation applicable au transducteur.

Ce phénomène se traduit ainsi par un équilibre stable de l'énergie potentiel totale(cf. figure1.3).

Afin de l'identifier, il est donc nécessaire d'établir le bilan des forces à l'équilibre :

$$\sum F = 0 \Leftrightarrow F_{elec} + F_{elast} = 0 \Leftrightarrow \frac{\epsilon_0 S}{2u^2} V^2 - k(u - h_{eq}) = 0 \quad (1.7)$$

Le fait que l'équilibre du système soit stable entraîne d'un point de vue énergétique un minimum de l'énergie potentielle totale c'est-à-dire :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial u^2} = \frac{\epsilon_0 S}{u^3} V^2 - k > 0 \quad (1.8)$$

Les équations (1.7) et (1.8) permettent donc d'extraire un unique couple $u_{collapse}$ et $V_{collapse}$ tel que :

$$V_{collapse} = \sqrt{\frac{8kh_{eq}^3}{27\epsilon_0 S}} \quad (1.9)$$

$$u_{collapse} = \frac{2}{3}h_{eq} \quad (1.10)$$

D'un point de vue comportementale, la membrane se retrouve ainsi bloquée et ne peut plus vibrer. On remarque que le parcours statique attribué à la membrane est bien inférieur à la hauteur totale de la cavité (la hauteur équivalente étant généralement assez proche de la hauteur de cavité). Dans un fonctionnement optimum, il sera toujours préférable d'avoir une tension globale inférieure à cette tension dite critique. Nous verrons par la suite que cette tension limite correspond à un comportement statique de la membrane et que le fonctionnement en dynamique modifie quelque peu les règles qui régissent ce collage.

1.2.2.2 Coefficient de couplage électromécanique

Afin d'évaluer la qualité de la transformation de l'énergie électrostatique en énergie mécanique (et inversement), un paramètre appelé coefficient de couplage électromécanique a été introduit tel que

$$k_t^2 = \frac{E_{meca}}{E_{totale}} = \frac{E_{meca}}{E_{meca} + E_{elec}} \quad (1.11)$$

Il traduit la capacité d'un transducteur à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique. Il est de plus toujours compris dans l'intervalle $[0, 1]$, 1 correspondant à un "rendement" parfait du transducteur. Dans le cas d'un condensateur plan à épaisseur variable, ce coefficient a été estimé par Senturia [44] selon l'expression suivante :

$$k_t^2 = \frac{2(h_{eq} - u)}{u} \quad (1.12)$$

On peut remarquer que le rendement maximal du transducteur apparaît lorsque $u = u_{collapse} = \frac{2}{3}h_{eq}$ c'est-à-dire lorsque la membrane s'effondre sur l'électrode inférieure. On comprend aisément que pour augmenter l'efficacité du capteur, il faudra l'alimenter avec une tension la plus proche de la tension de collapse que ce soit en émission qu'en réception tout en ne la dépassant pas.

1.2.2.3 Comportement dynamique

En premier lieu, une simple analyse de la force électrostatique est faite. En effet, on suppose tout d'abord que la tension appliquée est une tension purement alternative (voir équation (1.13)). La force électrostatique qui en résulte est alors purement non-linéaire, excitant à la première harmonique de la fréquence d'excitation.

1.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSDUCTEUR CAPACITIF

$$V = A \cos \omega t \Rightarrow F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2} (A \cos \omega t)^2 \quad (1.13)$$

$$\Rightarrow F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2} \left(\frac{A^2}{2} + \frac{A^2 \cos(2\omega t)}{2} \right) \quad (1.14)$$

Si, maintenant, on superpose une tension alternative à une tension de polarisation continue en supposant que la tension alternative est très petite devant la tension continue telle que :

$$\begin{aligned} V &= V_{DC} + V_{AC} \\ u &= u_{DC} + u_{AC} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Cela entraîne donc une nouvelle position d'équilibre u_{DC} et un déplacement variable u_{AC} petit devant la position d'équilibre (cf équations (1.15)). La force électrostatique devient alors :

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2(u_{DC} + u_{AC})^2} (V_{DC} + V_{AC})^2 \quad (1.16)$$

Comme $u_{AC} \ll u_{DC}$ et $V_{AC} \ll V_{DC}$, on utilise le développement au 1^{er} ordre de Taylor tel que

$$(V_{DC} + V_{AC})^2 \approx V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC} \quad (1.17)$$

$$\frac{1}{(u_{DC} + u_{AC})^2} \approx \frac{1}{u_{DC}^2} \left(1 - 2\frac{u_{AC}}{u_{DC}} \right) \quad (1.18)$$

La force électrostatique s'écrit alors :

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2} \left(\frac{V_{DC}^2}{u_{DC}^2} - 2\frac{u_{AC}}{u_{DC}^3} (V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC}) \right) \quad (1.19)$$

Le fait d'ajouter une tension de polarisation permet d'obtenir une force qui varie linéairement en fonction de l'excitation alternative. Dans un cas général, on considérera toujours qu'à l'émission, il est préférable de polariser le transducteur. De plus, en réception, afin de créer un déplacement de charge, il est aussi nécessaire d'ajouter une tension de polarisation. La sensibilité en réception est alors proportionnelle à celle-ci. Dans l'étude suivante, on s'attachera à garder les mêmes hypothèses d'excitation.

On écrit tout d'abord l'équation de la dynamique issue du modèle présentée figure 1.2

$$m\ddot{u} = \frac{-\epsilon_0 S}{2u^2} V^2 - 2m\alpha\dot{u} - k(u - h_{eq}) \quad (1.20)$$

1.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSDUCTEUR CAPACITIF

et on injecte la simplification obtenue avec l'équation (1.19) tout en supprimant les termes purement statique. On obtient alors

$$mu\ddot{A}C = \frac{-\epsilon_0 S}{u_{DC}^2} (V_{DC} + V_{AC}) - 2m\alpha u\dot{A}C - \left(k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3} \right) u_{AC} \quad (1.21)$$

On peut alors définir

$$\tilde{k} = k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3} \quad (1.22)$$

Le terme $\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3}$ de source purement électrostatique est appelé "effet de softening". Il a pour effet de diminuer la fréquence de résonance de la membrane en fonction de la polarisation (cf. équation 1.23).

$$f_{res}(V_{DC}) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3}}{m}} \quad (1.23)$$

Le principe de fonctionnement des cMUTs vient d'être présenté ainsi que les paramètres fondamentaux qui régissent leurs comportements. On va désormais s'attacher à voir du point de vue technologique qu'elles ont été les différentes évolutions apportées et les différents procédés aujourd'hui utilisés.

1.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSDUCTEUR CAPACITIF

Chapitre 2

État de l'art des procédés de fabrication utilisés pour les cMUTs

2.1 Introduction - Le cMUT : un microphone miniaturisé

Du premier microphone électrostatique inventé par Wente en 1917 au premier microphone utilisant les technologies de la micro-électronique [20], la structure globale de ce type de dispositif n'a pas beaucoup évolué. Elle se base toujours sur une membrane mobile comprenant une électrode suspendue au-dessus d'une cavité et une électrode inférieure au seuil de la cavité. Évidemment, au fur et à mesure des années, la compréhension des phénomènes intervenant dans ce genre de dispositifs à provoquer de nombreuses améliorations technologiques.

D'un autre côté, les technologies de la micro-électronique ont bénéficié d'une forte dynamique grâce à l'avènement des circuits intégrés dans les années 60 et 70. En 1982, Petersen [40] est le premier à proposer l'utilisation des propriétés mécaniques de cette technologie. Cela a ainsi entraîné l'émergence d'une nouvelle catégorie de dispositif : les micro-systèmes ou MEMs (Micro Electro-Mechanical Systems). Les microphones [42], tout comme les capteurs de pression [9] ont ainsi profité de la dynamique créée autour de cette nouvelle technologie. En effet, celle-ci offre de nombreux avantages en terme de fiabilité, de répétabilité et d'intégration d'une électronique dédiée.

Les premiers microphones électrostatiques micro-usinés étaient tout d'abord fait en deux parties : la partie inférieure (cavité et électrode inférieure) était usinée sur wafer alors qu'un film diélectrique collée par dessus composait l'électrode mobile. On peut citer les premiers travaux de Sprenkels en 1988 [45] qui fait le choix d'une membrane en Mylar ou ceux de Murphy et al. [34] qui proposent une membrane en polyester.

La même année, le premier transducteur à technologie silicium dans le domaine ultrasonore est fabriquée [46]. Ce capteur, centré à 150 kHz, est destiné à des applications air de détection de proximité. Comme les premiers microphones, seule la partie arrière est fabriquée sur un wafer de Silicium alors que la membrane est en polyester (Figure 2.1). La taille des cavités est de l'ordre de 10 à 40 μm de côté et leur forme est de type pyramidale, plus couramment appelée "V-grooved". Cette forme est due à la gravure anisotropique du

silicium d'une profondeur proportionnelle de $1/\sqrt{2}$ par rapport à l'ouverture.

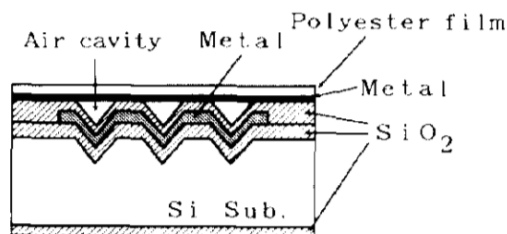


FIGURE 2.1 – Coupe transversale du premier transducteur ultrasonore sur wafer de silicium [46]

Tous ces dispositifs ont été fabriqués à partir du micro-usinage de volume. Le but est de rendre le substrat de silicium "rugueux", ces rugosités servant de cavités mais ce procédé entraîne de fortes inhomogénéités aux niveaux de celles-ci. La technologie "V-grooved" offrent par contre une meilleure uniformité des cavités mais leur forme ne permet pas d'obtenir des performances optimales.

En 1993, Haller et al. [16, 26] propose un premier dispositif dans le domaine des ultrasons entièrement fabriqué dans une technologie de la micro-électronique. Celui-ci est dédié à des applications aériennes avec une fréquence centrale à 1.8 MHz. Le terme de cMUT apparait un an plus tard et une forte dynamique s'engage alors autour de l'amélioration des procédés de fabrication suivant les domaines d'utilisation envisagés. Les avantages offerts par ses dispositifs sont nombreux par rapport aux anciennes générations précédemment vues. En effet, le procédé proposé pour ces dispositifs est finalement simple, maîtrisé et donc industrialisable. Il est basé sur le micro-usinage de surface. Ce procédé aussi dénommé selon l'anglicisme "surface micro-machining" consiste à se servir du substrat de Silicium comme simple support mécanique. Ainsi, une combinaison successive de dépôts de couches dites "minces" (de l'ordre de quelques centaines de nanomètres à quelques microns) et de photogravure de ces dites couches permet l'élaboration des micro-systèmes. De plus, certaines de ces couches appelées couches sacrificielles (par opposition, les autres couches sont dites "couches structurales") subissent des attaques chimiques ou physiques pour libérer les parties mobiles des micro-systèmes. Cette technologie s'est alors révélée comme étant la plus adaptée pour fabriquer les cMUTs. Néanmoins, depuis 2002, une technologie combinant l'usinage de volume avec le collage de deux wafers, appelée "Wafer-Bonding", semble au fur et à mesure prendre le pas sur le micro-usinage de surface dans la fabrication des cMUTs. Cette partie consiste ainsi à exposer ces deux techniques de fabrication ainsi que certaines des évolutions qu'elles ont connues.

2.2 cMUT par micro-usinage de surface

Le micro-usinage de surface a été pendant longtemps la seule technique de fabrication des cMUTs. On peut distinguer deux catégories dans ce type de procédé : celle de haute-température et celle de basse-température ($<400^{\circ}\text{C}$) dit "compatible CMOS" (CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor) permettant ainsi l'intégration de l'électro-

2.2. CMUT PAR MICRO-USINAGE DE SURFACE

nique de façon monolithique (sur le même wafer).

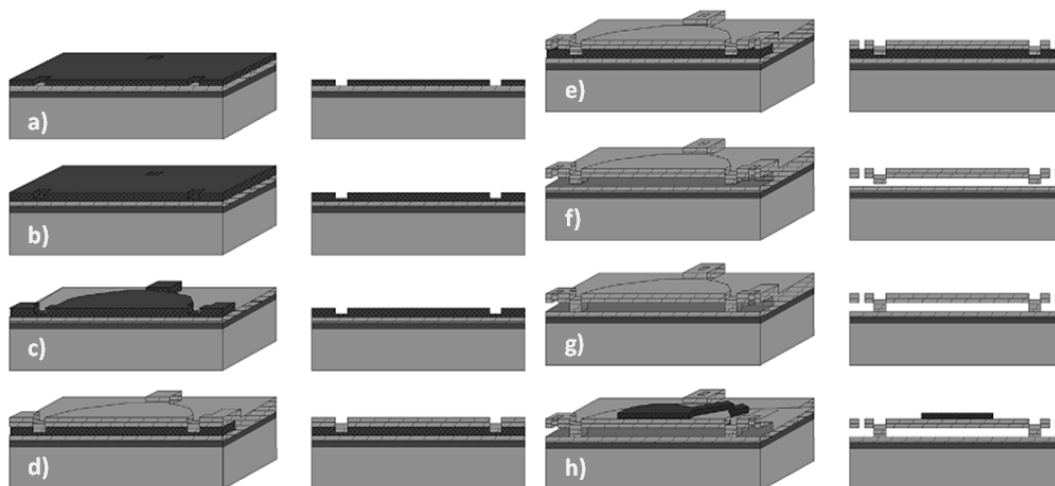


FIGURE 2.2 – Exemple des différentes étapes de fabrication en micro-usinage de surface [12]

Afin d'illustrer les différentes étapes de cette technique, le dernier procédé de micro-usinage de surface proposé par l'université de Stanford en 2005 est présenté figure 2.2 [12]. Celui-ci utilise des dépôts LPCVD (Low Pressure Chemical Vaporised Deposition) de nitrure de silicium à 785°C donc à haute-température. La première étape de ce procédé (figure 2.2-(a)) consiste tout d'abord à doper le substrat de silicium qui aura ainsi la fonction d'électrode inférieure. Ensuite, une couche de 100nm de nitrure de silicium est déposée. Cette couche, qui sert d'arrêt à l'attaque de la couche sacrificielle, doit être particulièrement fine pour éviter une capacité parasite supplémentaire au cMUT. En effet, elle se retrouve directement en série avec la capacité "utile" (car variable) de la cavité. La couche sacrificielle de polysilicium est ensuite déposée par LPCVD et structurée par photolithographie pour définir les chemins d'excavation. Les étapes suivantes (2.2-(b) et (c)) répètent cette succession dépôt-structuration du polysilicium afin de dessiner la géométrie des membranes et des cavités. L'étape suivante (2.2-(d)) consiste au dépôt de l'élément structurel du cMUT, la membrane. Celle-ci est composée d'un nitrure de silicium faiblement contraint (< 100 MPa). Il faut alors "ouvrir" les canaux en perforant la couche structurée (2.2-(e)) afin de pouvoir attaquer le polysilicium sacrificiel (2.2-(f)). Cette attaque chimique se fait avec l'aide d'hydroxyde de potassium (KOH). Il est alors nécessaire de fermer les canaux par un dépôt LPCVD de nitrure de silicium sous les mêmes conditions de pression et de température. Il est à remarquer que cette étape est cruciale pour la fabrication des cMUTs appliqués à l'immersion qui nécessite l'isolation des cavités avec l'extérieur. La dernière étape consiste à la mise en place des contacts électriques en face-avant qui se traduit par le dépôt d'une couche de métal par pulvérisation puis sa structuration en piste et électrode par photolithographie.

2.2. CMUT PAR MICRO-USINAGE DE SURFACE

Ce procédé de fabrication illustre bien les différentes étapes clés dans la fabrication des cMUTs. Tout l'enjeu de ce procédé consiste à contrôler d'une part la fabrication de la membrane mais aussi sa libération par attaque de la couche sacrificielle. Ainsi, les conditions mécaniques de la membrane c'est-à-dire à la fois ses paramètres mécaniques (module d'Young E , coefficient de poisson ν) et ses contraintes résiduelles sont maîtrisés par le choix du matériau utilisé (nitrure de silicium, Si_xN_y , silicium polycristallin, etc.), sa stœchiométrie ainsi que le type de dépôt utilisé. De même, le choix du matériau de la couche sacrificielle est primordial en terme de contraintes résiduelles et de sélectivité avec les couches structurales, suivant le type d'attaque utilisée. Il est à remarquer que l'étape de libération de la membrane peut entraîner souvent un collage de la membrane sur le fond de la cavité. Ce phénomène est dû à l'apparition de force de capillarité lors de la phase de séchage après suppression de la couche sacrificielle. Ainsi, différentes techniques ont été mises au point pour éviter ce phénomène : on peut citer le séchage super-critique [33], la lyophilisation [15] ou encore l'attaque sèche [27].

Le nombre d'équipe étudiant ou ayant étudié les cMUTs étant relativement conséquent (on peut dénombrer presque une vingtaine de laboratoires, souvent soutenus par des multinationales des domaines de la micro-électronique ou de l'imagerie médicale), de nombreux travaux d'amélioration des procédés de fabrication ont été entrepris.

On peut citer les travaux de l'équipe allemande de Siemens [11, 10] qui ont fait le choix d'utiliser le silicium polycristallin (plus couramment appelé polysilicium) comme couche structurale déposée par LPCVD. En effet, le polysilicium offre un meilleur contrôle des contraintes résiduelles et une forte sélectivité à l'oxyde. De plus, il est beaucoup plus robuste en terme de température et d'hygrométrie ce qui, dans des conditions d'utilisations extrêmes, en fait alors un meilleur candidat que le nitrure de silicium. Les derniers travaux recensés sur le dépôt de polysilicium utilise le procédé commercial polyMUMPs [29, 36] (MUMPS = Multi-User MEMS Processes). Ce procédé permettrait en théorie une forte rentabilité mais semble néanmoins manquer de souplesse pour le design des cMUTs : l'isolation entre électrodes n'est pas fait ce qui provoque un court-circuit dès que la membrane collapse et les puits d'excavations ne peuvent pas être scellés empêchant ainsi l'utilisation en immersion.

Afin d'intégrer l'électronique sur le même wafer, deux laboratoires (l'équipe italienne d'ACULAB [8, 7, 32] et l'équipe de Levent Degertekin à Atlanta [24]) ont utilisé un procédé basse-température PECVD (Plasma Enhanced Chemical Deposition) de dépôt de Nitrure de Silicium. Ce type de dépôt permet en effet d'être compatible avec les technologies CMOS mais présente d'un point de vue mécanique de nombreux désavantages : le nitrure de silicium obtenu étant moins dense, il devient beaucoup moins sélectif avec les oxydes lors de la phase de libération. Les italiens, avec leur procédé dit "inversé", ont donc utilisé un polymère comme couche sacrificielle afin de pallier ce problème. De plus, ils ont adapté leur procédé [4] en ajoutant une couche de silicone sur la face-avant et un polymère epoxy pour permettre d'"assouplir" leurs dispositifs et les rendre ainsi curvilignes (voir figure 2.3). Dans une démarche similaire d'assouplissement du capteur, une équipe taiwanaise [5] propose de fabriquer à partir d'une membrane polymère des capteurs entièrement flexible. La composition à la fois de la membrane et du substrat est en polymère bien que les différents dépôts se fasse sur wafer de silicium et le capteur est ensuite "décollé" du wafer

2.3. CMUT PAR COLLAGE DE WAFER(WAFER-BONDING)

pour ne garder que la partie flexible. Evidemment, afin d'atteindre des fréquences assez élevées, les épaisseurs de membrane sont ici plus conséquentes (autour de $5\mu m$).

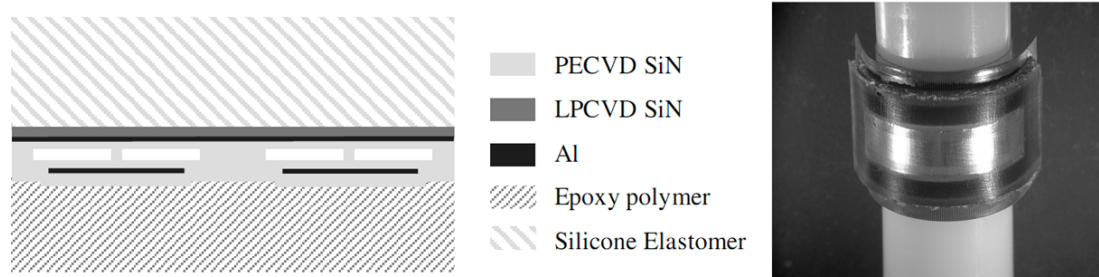


FIGURE 2.3 – Coupe transversale (gauche) et photographie (droite) du transducteur flexible curviligne développé par ACULAB [4]

Finalement, une équipe hongkongaise [6] a récemment proposé un procédé assez proche du procédé inversé d'ACULAB mais en ajoutant une optimisation de la forme de la cavité. En effet, ils imposent à l'aide d'un reflux thermique sur leur couche sacrificielle une forme concave au cavité et optimise ainsi le rendement de la cellule. Ici, une métallisation totale de la membrane est donc envisagée.

D'autres équipes ont consacré leurs études sur la nature et l'attaque de la couche sacrificielle. Une équipe de l'université de Taïwan [28] a fait le choix d'utiliser le silicium amorphe qui présente une plus grande vitesse et une plus forte sélectivité lors de la gravure. Une équipe espagnole [3] a, quant à elle, proposé un tri-couche oxyde-polysilicium cristallin dopé P comme couche sacrificielle. Cette astuce permet d'équilibrer les contraintes : le nitrure de silicium formant la membrane étant contraint en tension autour de 200 MPa, la contrainte du polysilicium de nature compressive (autour de -400 à -500 MPa) permet d'équilibrer les contraintes globales du système. En effet, pour les grandes membranes ($>100\mu m$), le risque de fissures lors de la libération est élevé dû à la libération des contraintes du nitrure et l'intégration de ces couches "tampons" permet d'amenuiser cet effet.

Bien qu'ayant fait l'œuvre de nombreuses études d'optimisation, le micro-usinage de surface présente dans sa globalité de nombreux problèmes de mises en œuvres et d'uniformité sur le wafer. C'est pourquoi, depuis un peu moins d'une dizaine d'année, les techniques dit de "wafer-bonding" alliant de l'usinage de volume avec du collage de wafer ont fait leurs apparitions.

2.3 cMUT par collage de wafer(wafer-bonding)

Ce procédé, déjà répandu pour beaucoup de fabrications de MEMS, a été initié pour les cMUTS par l'équipe de Khuri-Yakub en 2002 [13]. Cette technologie, basée sur le collage de deux wafers, l'un consacré à la partie immobile du cMUT (électrode inférieure et structure de la cavité) et l'autre à la partie mobile (membrane + électrode supérieure) rappelle la fabrication des premiers microphones micro-usinés présentée précédemment. Ce

2.3. CMUT PAR COLLAGE DE WAFER(WAFER-BONDING)

procédé se base sur le collage permanent de deux wafers qui peut être de trois types : le collage par fusion, le collage anodique ou collage adhésif, ces trois procédés permettant des collages permanents des deux wafers. Le wafer-bonding a notamment profité de l'évolution des procédés de micro-usinage de surface. En effet, il se base la plupart du temps sur l'utilisation de wafer SOI (Silicon On Wafer) qui sont des wafers de silicium sur lesquels différentes couches ont été déposées par micro-usinage de surface. Ces couches servent dans le procédé wafer-bonding de couches d'arrêt à la gravure de volume (qui est généralement un procédé DRIE pour Deep Reactive-Ion Etching).

Pour illustrer la fabrication par collage de wafer, le premier procédé de wafer-bonding de l'équipe de Stanford est présenté figure 2.4. Tout d'abord, sur un wafer de silicium standard, une première oxydation associée à une photolithographie sont faites afin de définir les cavités (2.4(a)). Celles-ci sont suivies par une seconde oxydation permettant de créer une couche d'isolation. En effet, le silicium est un mauvais isolant et pour éviter tout court-circuit, il est nécessaire d'ajouter cette couche. L'étape suivante consiste au collage des deux wafers par fusion (figure 2.4(d)). Le wafer SOI est ensuite gravé pour obtenir l'épaisseur voulue de la membrane. Cette gravure se fait en deux étapes : une gravure de type DRIE pour le Silicium puis une gravure humide pour supprimer la couche d'oxyde. Les deux étapes suivantes rappellent le procédé de micro-usinage de surface : elles consistent en la reprise de contact des électrodes inférieures et au dépôt et à la structuration des électrodes supérieures(figure 2.4(e)). Finalement, une dernière opération consiste à isoler électriquement chacun des éléments du cMUT par une attaque du silicium (figure 2.4(f)).

Plusieurs équipes se sont ensuite engagés dans la fabrication de cMUT par wafer-bonding [41, 31, 30, 38]. Les procédés proposés sont alors quelque peu modifiés par rapport au procédé original. L'équipe norvégienne NTNU [41] et une équipe canadienne [31, 30] propose de s'affranchir du wafer SOI et d'utiliser une membrane en nitrure de silicium. Leur choix est motivé par le coût élevé de ce type de wafer et afin d'avoir une plus grande souplesse sur le choix des épaisseurs. D'un autre côté, l'équipe de Stanford a proposé plusieurs évolutions de leur procédé. Leur principale motivation est la diminution de la capacité parasite créée par la couche d'isolation déposée sur la masse. Pour cela, Huang [21] propose de remplacer cette couche par un plot central de SiO_2 au fond de la cavité. En plus de la diminution de la capacité parasite, il remarque alors que lorsque la membrane est "posée" sur le plot, la bande passante augmente considérablement. Park [39] propose d'associer un procédé LOCOS ("LOCAl Oxydation of Silicon") afin de contrôler l'épaisseur des plots inter-membranes par rapport à la couche d'isolation de la cavité. En effet, il dépose une couche de nitrure sur le fond de la cavité et, grâce à ce procédé, ne fait croître que les plots inter-membranes. Ainsi, la couche d'isolation est de faible épaisseur et la capacité parasite atténuée.

Une dernière proposition originale sur le procédé wafer-bonding est celle de Zhuang et al. [50]. Ils proposent d'intégrer des tranchées entre les membranes pour pouvoir couler du PDMS. Cela permettrait ainsi d'assouplir le dispositif, toujours dans une démarche de transducteurs curvilignes. Le principe a été testé et validé sur un substrat neutre mais n'a, à ce jour, jamais été présenté dans le cas d'un cMUT.

Ces procédés présentent ainsi certains avantages par rapport au micro-usinage de surface : le nombre d'étapes et de masques de gravure est réduit (4 au lieu de 6 minimum

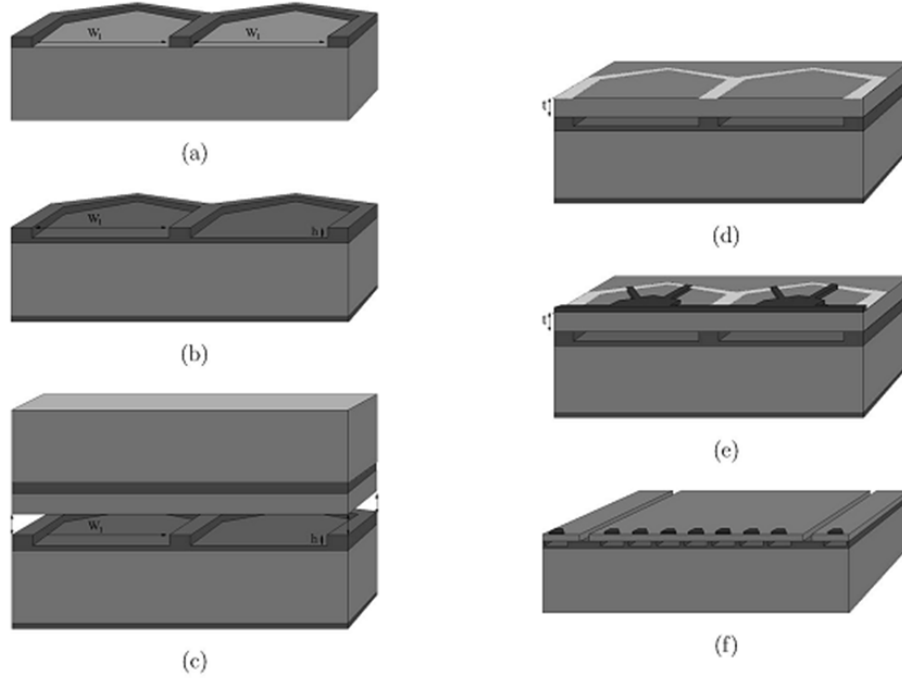


FIGURE 2.4 – Exemple des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [12]

pour le premier procédé), l'uniformité des couches est garantie et surtout, la membrane est ici en silicium amorphe, matériau connu et maîtrisé d'un point de vue mécanique depuis de nombreuses années [40]. Les gros désavantages par rapport au micro-usinage de surface sont d'une part le coût de la technologie et d'autre part les fortes capacités parasites créées par la couche d'isolation.

2.4 Présentation du procédé mis en œuvre dans nos dispositifs

On s'attarde ici à présenter le procédé utilisé pour tous les dispositifs qui seront caractérisés dans toute la suite du document. Celui-ci est basé sur du micro-usinage de surface. Il a été développé lors de la thèse d'Edgard Jeanne [23]. Il s'inscrit dans une démarche d'industrialisation des cMUTs ce qui sous-entend un procédé fiable, à faible coût et produisant des cMUTs robustes en vue d'utilisations industrielles. Pour cela, un procédé à 5 niveaux de masques de photolithographie est utilisé (figure 2.5). Le matériau utilisé pour la membrane est un nitrure de silicium faiblement contraint déposé par LPCVD. L'électrode inférieure est en polysilicium dopé et la supérieure en aluminium. Enfin, le choix de la couche sacrificielle s'est quant-à-lui porté sur le PSG qui permet une forte sélectivité avec le nitrure pour une solution de $[\text{NH}_4\text{F}-\text{HF}]$.

2.4. PRÉSENTATION DU PROCÉDÉ MIS EN ŒUVRE DANS NOS DISPOSITIFS

Isolation du Substrat Matériau: oxyde Réalisation: oxydation humide du silicium	
Electrode inférieure Matériau: polysilicium dopé n Réalisation: LPCVD + Doping: POCl3	
Couche Sacrificielle Matériau: Phosphorous Silicate Glass @ 5% (PSG) Réalisation: Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD)	
Structuration de la membrane 1^{er} niveau de photolithographie Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	
Structuration de l'électrode inférieure 2nd niveau de photolithographie Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	
Membrane Matériau: Nitrure de Silicium faiblement contraint Réalisation: LPCVD	
Ouvertures Nitrure de Silicium But: excavation de l'oxyde sacrificiel 3^{ème} niveau de photolithographie Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche Conditions: oxyde comme couche d'arrêt de gravure sous les ouvertures	
Excavation Objectif: création des cavités Réalisation: Gravure humide: Buffered Oxide Etching 10:1 (NH4F:HF) @ 30°C	
Scelllements des cavités Matériau: Undoped Phosphorous Silicate glass (USG) Réalisation: PECVD	
Structuration des puits de scellements 4^{ème} niveau de photolithographie Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	
Electrodes supérieures Matériau: aluminium Réalisation: sputtering	
Structuration des électrodes supérieures 5^{ème} niveau de photolithographie Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	

FIGURE 2.5 – Etapes du procédé de fabrication utilisé pour les cMUTs [23]

Chapitre 3

Application des cMUTs

Ce chapitre est dédiée à un état de l'art des différentes applications mettant en jeu des dispositifs cMUTs. Comme tous les capteurs, le design des cMUTs est régit par la combinaison des limitations technologiques de fabrication avec le cahier des charges nécessaire à l'application visée. C'est pourquoi, suivant l'application, des designs spécifiques ont été élaborés. Ce chapitre se divise en deux sous-partie : la première présentera les différentes applications aériennes. Celles-ci ont été historiquement les applications moteurs pour l'utilisation du cMUT du fait des grandes difficultés que l'on rencontrait avec les transducteurs piézoélectriques (grandes différences d'impédances acoustiques et faible bandes passantes). Aujourd'hui, les applications médicales, présentées dans la seconde partie, sont devenues l'application reine des cMUTs, notamment motivées par les bandes passantes élevées, l'intégration facilitée de l'électronique mais aussi par le coût réduit que cette technologie devrait offrir par rapport aux transducteurs piézoélectriques.

3.1 cMUT pour applications aériennes

3.1.1 Évolution et optimisation des cMUTs appliqués à l'air

Les cMUTs, dès leurs apparitions, sont apparus comme une solution intéressante pour la génération d'onde ultrasonore dans l'air notamment grâce à leur faible impédance mécanique par rapport aux transducteurs piézoélectriques. Haller et al. [17] de l'université de Stanford s'engagent dans la fabrication de capteurs dédiés à un fonctionnement dans l'air pour des fréquences comprises entre 1 et 10 MHz. Les cMUTs produit offrent alors une fréquence centrale de 1.8 MHz et une bande passante à -3 dB de 20%. Ces mêmes dispositifs sont ensuite utilisés par Hansen [18] pour la détection de défauts dans les matériaux avec couplage dans l'air notamment grâce à une dynamique de 100 dB. En 1997, Eccardt [10] propose des dispositifs circulaires de 50 et 70 μm de diamètre et de 2 μm d'épaisseur en oxyde de silicium. Là encore, il n'y a pas réellement d'application visée et la fréquence de résonance est autour de 10 MHz avec un arrangement multi-cellulaire disposant entre 19 et 900 cellules en parallèle. Noble [35] propose en 1998 un capteur de fréquence centrale inférieure à 1 MHz (650 kHz et 850 kHz), donc déjà plus dédié à la génération d'onde dans l'air que les précédents designs. Les dimensions sont par contre gigantesque : on a ici une

3.1. CMUT POUR APPLICATIONS AÉRIENNES

seule cellule d'épaisseur de 1 ou 2 μm et une largeur de 1 mm.

En 2000, Buhrdorf [2], du laboratoire allemand IMSAS, propose deux procédés dédiés à la génération d'ultrasons dans l'air (voir figure 3.1) : il s'inspire alors du design des microphones électrostatiques en proposant une électrode inférieure percée afin de réduire l'effet d'amortissement de l'air dans la cavité (voir chapitre 6.4). Ainsi, il obtient une meilleure sensibilité du cMUT. Les membranes varient entre 300 et 800 μm de côté avec 1 μm d'épaisseur en polysilicium et les fréquences sont alors comprises entre 129 et 345 kHz. De plus, il propose une organisation en 9 éléments chacun composé de 4 membranes.

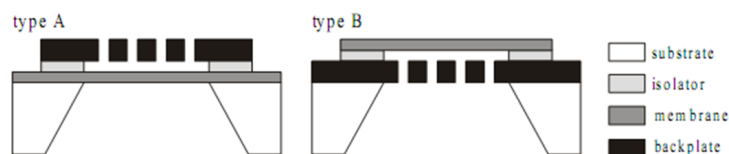


FIGURE 3.1 – Procédés de fabrication proposé par Buhrdorf [2] pour la génération aérienne d'ultrasons

A partir de 2005, l'équipe turque de l'université de Bilkent propose plusieurs études afin d'optimiser les cMUTs pour des applications aériennes. Il propose tout d'abord dans l'eau [1], puis dans l'air [37], l'organisation sur un même capteur de membranes de différentes tailles pour augmenter la bande passante du capteur (voir figure 3.2).

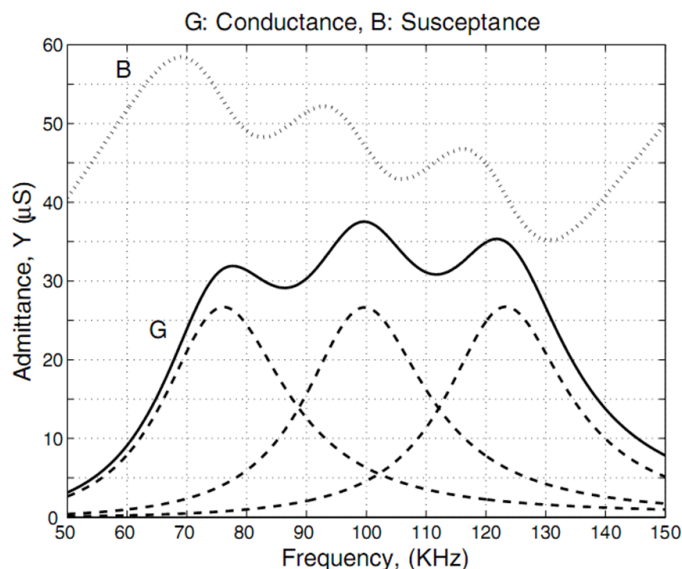


FIGURE 3.2 – Admittance réelle (G) et imaginaire (B) d'un cMUT composé de 3 tailles de membranes : 127, 141 et 162 μm d'épaisseur 500 nm [37]

Cette proposition semble intéressante, bien qu'en pratique, le fait d'utiliser des membranes de tailles variables nécessite des tensions de polarisations différentes car elles ne possèdent pas la même tension de collapse. De plus, la dynamique en émission et en réception est évidemment moins élevée que pour un transducteur idéal qui aurait la même

3.1. CMUT POUR APPLICATIONS AÉRIENNES

ouverture. Plus récemment, cette même équipe propose d'augmenter à la fois la bande passante et la puissance émise d'un transducteur cMUT aérien [43]. Pour cela, il propose en jouant sur la distance inter-membrane et la taille de celles-ci d'optimiser la valeur de la résistance de rayonnement du capteur.

Dans la suite de ce chapitre, on s'attachera à présenter les différentes applications aériennes qui ont été proposées pour les cMUTs. Deux grandes familles ont été distinguées : la première concerne toutes les applications utilisant le cMUT comme un émetteur (et parfois un récepteur) d'onde ultrasonore dans l'air. Cette catégorie nécessite normalement des fréquences assez basses et une forte dynamique pour permettre de pallier l'atténuation importante du milieu et ainsi obtenir une distance de propagation suffisante. La deuxième catégorie regroupe toutes les applications à couplage aérien utilisant les cMUTs comme capteur : parmi celles-ci, certaines utilisent le cMUT comme capteur d'ondes mécaniques (comme le microphone radio-fréquences) alors que d'autres se servent des variabilités des propriétés vibratoires du cMUT en fonction d'une autre grandeur (capteur chimique et biochimique).

3.1.2 Utilisation du cMUT en émission ultrasonore aérienne

3.1.2.1 Caractérisation des matériaux

Le contrôle non-destructif des matériaux (CND) est l'une des applications phares des ultrasons. Il se fait principalement en immersion (ou à l'aide d'un gel couplant) afin d'assurer un meilleur couplage entre le transducteur et le matériau. Néanmoins, le CND à couplage aérien est tout de même plus adapté à des applications industrielles [14]. Ainsi, Ladabaum et al. [25] propose d'utiliser les cMUTs pour ce type d'application. Ils utilisent une sonde cMUT centrée à 2.3 MHz dans l'air composée de cellules de 100 μm de diamètre. L'avantage de cette sonde est qu'elle possède une forte dynamique (110 dB), due notamment à sa faible impédance mécanique, qui en fait un bon candidat pour le CND à couplage aérien. Les cMUTs sont utilisés dans un mode transmission (un transducteur émetteur en vis-à-vis d'un transducteur récepteur avec le matériau placé entre les deux) comme le montre la figure 3.3(a). Ladabaum démontre la faisabilité sur une plaque d'aluminium de 1.9 mm et détecte des défauts dans le plexiglas. Hansen et al. [19] propose, à l'aide de capteurs similaires, de mesurer l'onde de Lamb (S_0) dans une plaque d'aluminium (d'épaisseur 1.2 mm) pour déterminer les défauts dans celle-ci. L'avantage de cette technique par rapport à la précédente est la possibilité de faire l'analyse en ayant accès qu'à une seule face de la plaque (voir figure 3.3(b)).

Récemment, peu d'équipes semblent s'être intéressées sur l'utilisation de cMUT pour le CND. Seule l'équipe espagnole [36] a proposé le design d'une nouvelle sonde dédiée au CND. Il propose ainsi une barrette linéaire de 33 éléments composés chacun de 33×2 cellules de 130 μm de large résonant à 720 kHz dans l'air.

3.1.2.2 Imagerie aérienne

Hutchins et al. [22] ont proposé d'utiliser les cMUTs pour des applications de métrologie de surface. Pour cela, ils utilisent 2 sondes mono-cellule présentées dans le chapitre 3.1.1

3.1. CMUT POUR APPLICATIONS AÉRIENNES

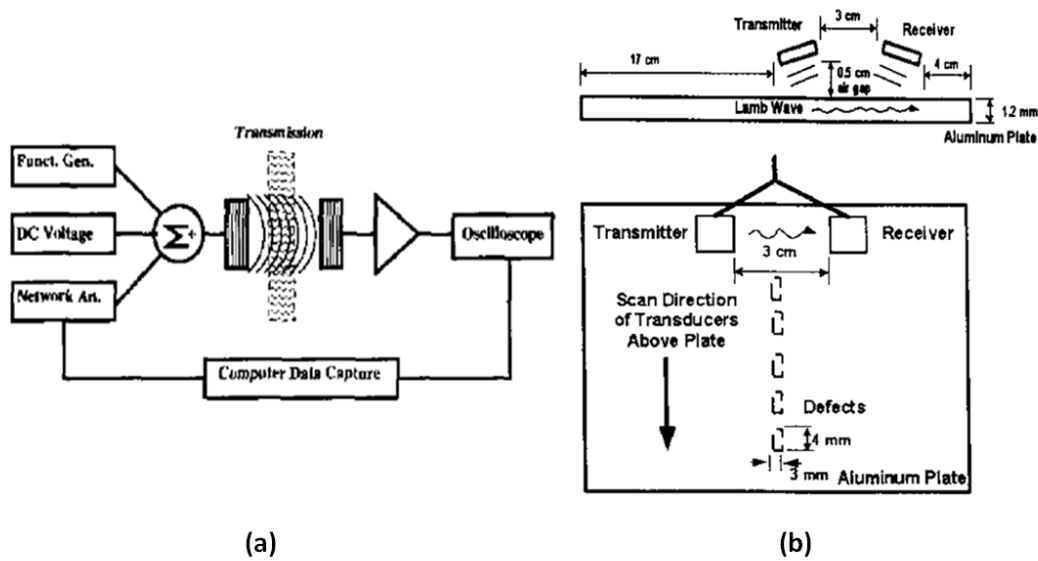


FIGURE 3.3 – (a) Mesure CND en transmission proposée par Ladabaum [25] (b) Mesure de défauts par onde de Lamb proposée par Hansen [HANSEN1999]

[35]. On est ici dans une application de type "pulse-écho" où l'un des transducteurs est exclusivement utilisé en émetteur et le second uniquement en récepteur (voir figure 3.4-(a)).

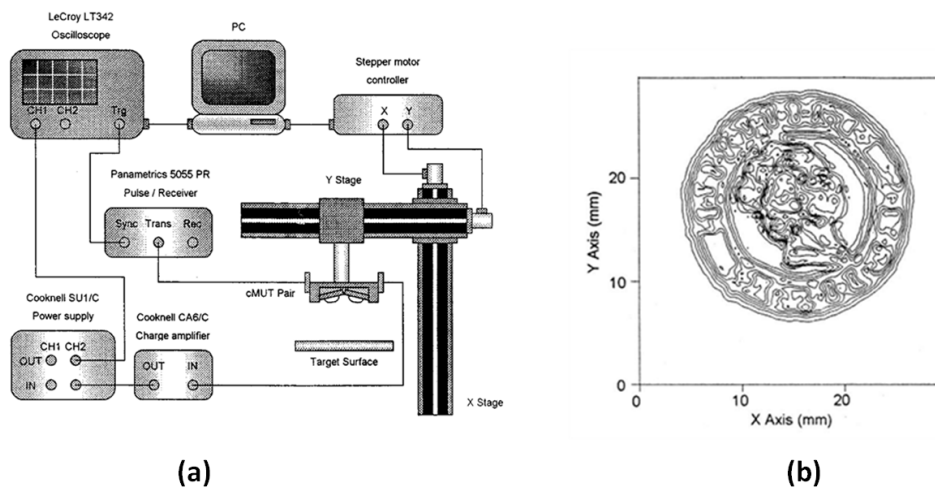


FIGURE 3.4 – (a) Dispositif expérimental de métrologie de surface proposée par Hutchins [22] (b) exemple d'application de métrologie sur une pièce anglaise de 20 pence

Le système émetteur-récepteur est couplé avec un balayage mécanique afin de reconstruire l'image. La méthode est validée sur une pièce de 20 pence anglaise (figure 3.4-(b)).

3.1. CMUT POUR APPLICATIONS AÉRIENNES

3.1.2.3 Haut-parleur ultra-directif

La dernière application qui a été faite dans le domaine de la propagation d'onde aérienne est la conception de haut-parleur ultra-directif par l'équipe de Stanford. En effet, Wygant et al. [49, 47, 48] se sont intéressés à la génération d'onde sonore par émission paramétrique. L'émission paramétrique consiste, par intervention de la non-linéarité intrinsèque du milieu (ici l'air), à faire interagir deux ondes ultrasonores respectivement de fréquences f_1 et f_2 (appelées généralement *ondes primaires*) relativement proche avec $f_2 > f_1$ et d'obtenir dans la zone focale une onde dite *secondaire* de fréquence $f_2 - f_1$ possédant une directivité proche de celles des ondes primaires (figure 3.5(b)). Ainsi, pour des ondes primaires ultrasonores, on peut obtenir une onde secondaire dans le domaine sonore ayant une directivité beaucoup plus réduite que celle généralement émise par un haut-parleur classique. Pour cela, Wygant conçoit des transducteurs par wafer-bonding répondant aux spécificités suivantes :

- une fréquence centrale autour de 50 kHz,
- une bande passante d'au moins 5 kHz,
- une pression des ondes ultrasonores autour de 140 dB (par rapport à 20 μPa) à la surface du transducteur.

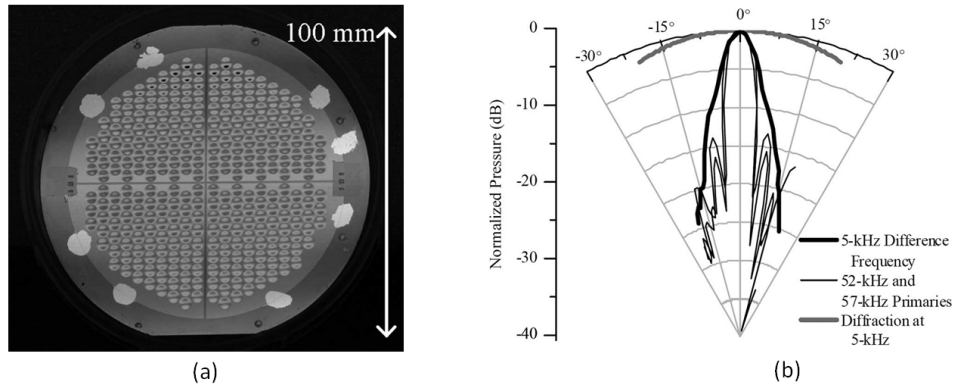


FIGURE 3.5 – (a) photographie du cMUT adapté à l'émission paramétrique (b) Directivité des ondes primaires (52 et 57 kHz), de l'onde secondaire (5 kHz) du capteur comparée avec la directivité à 5 kHz d'un haut-parleur classique [48]

Les transducteurs fabriqués possèdent un rayon de 7.5 cm comprenant des cellules de 4 mm de diamètre, d'épaisseur 40 μm et reposant sur des cavités sous vide de 16 μm (voir figure 3.5(a)). La fréquence centrale mesurée est de 55 kHz avec une bande passante de 5.4 kHz. La déflexion initiale mesurée est de 10 μm et la tension de collapse au-delà de 500V. La pression de l'onde secondaire a été mesurée à 58 dB RMS (/20 μPa) en sachant que le niveau moyen d'une conversation est de 60 dB RMS. Les auteurs précisent tout de même que pour un spectre plus large entre 1 et 4.5 kHz, le niveau de pression des ondes primaires doit être supérieur à celui réalisé. De plus, des tests sur la durée de vie en charge de ces dispositifs ont montré, au bout de quelques heures, le claquage de la couche d'isolation dû aux tensions délivrées (200 V_{pp} + 350 V_{dc} équivalent 167 V/ μm).

3.1.3 les cMUTs - capteur à couplage aérien

3.1.3.1 Microphone par détection radio-fréquence

Hansen et al. [HANSEN2001,2002,2003,2004] propose d'utiliser les cMUTs comme microphones à l'aide d'une détection par radio-fréquence (RF). Ce type de réception consiste à alimenter une ligne de transmission par une fréquence RF. La ligne est alors composée de cellules cMUTs mises en série dont les interconnexions ont alors fonction d'inductances. Ainsi, lorsqu'une pression est appliquée sur les cellules, la flexion de celle-ci engendre une variation de capacité qui modifie la modulation de phase du courant de sortie $\Delta\phi$. Celle-ci peut s'exprimer, après simplification, par l'expression suivante :

$$\Delta\phi = \pi f_c N Z_L \Delta C_m \quad (3.1)$$

où

- f_c est la fréquence RF alimentant la ligne de transmission,
- N est le nombre de cellules,
- Z_L est l'impédance de charge de la ligne,
- ΔC_m est la variation de capacité d'une cellule engendrée par la pression acoustique.

La détection ne se fait plus par rapport à l'intensité qui variait linéairement par rapport à la variation de capacité. Il n'y a, de plus, plus besoin d'une tension de polarisation pour créer cette variation de charge. L'avantage de la détection RF se fait sur la sensibilité du système qui est accrue grâce aux importantes fréquences alimentant le système (de l'ordre de plusieurs GHz). Ce principe a tout d'abord été mis en place par Ergun [ERGUN1998, ERGUN2001] sur les cMUTs pour améliorer la sensibilité des capteurs dans la bande utile.

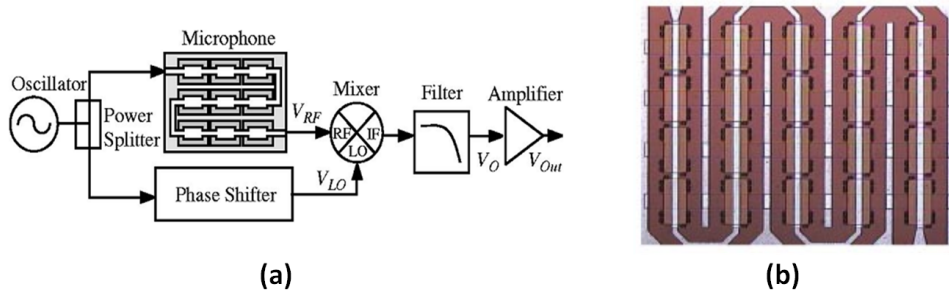


FIGURE 3.6 – (a) Diagramme-bloc du microphone à détection radio-fréquence comprenant le circuit de démodulation de phase (b) Photographie par microscope optique du dispositif cMUT-microphone [HANSEN2004]

Un circuit de démodulation analogique est donc ajouté afin de récupérer directement la modulation de phase (voir le schéma de principe du microphone figure 3.6-(a)). Appliqué aux gammes sonores, ce principe présente beaucoup d'avantages par rapport aux microphones électrostatiques standards. Les cellules étant scellées sous vide, les pertes mécaniques sont fortement réduites (voir chapitre sur l'effet d'amortissement de la cavité 6.4) et le dispositif est beaucoup plus robuste mécaniquement. Cette technologie profite notam-

3.1. CMUT POUR APPLICATIONS AÉRIENNES

ment de la réponse fréquentielle plate des cellules en dessous de leur fréquences propres qui leur permet de "voir" l'onde sonore. De plus, bien que la petite taille des cellules (initialement prévues pour fonctionner dans le domaine ultrasonore) engendre de petit déplacement (de l'ordre de quelques Angströms), la sensibilité de la détection permet de compenser ce phénomène. Hansen a proposé plusieurs optimisations de ces structures et la version définitive de son microphone est composée de 45 cellules rectangulaires de $70 \times 190 \mu\text{m}$ mises en série (voir figure 3.6-(b)) et la fréquence RF est ajustée à 2.8 GHz, correspondant à un équilibre entre une sensibilité maximale et une perte de ligne minimale. Le microphone présente ainsi un SNR de 68.4 dB avec 0.5 dB de variation dans la bande [0.1 Hz - 100 kHz].

3.1.3.2 Capteur chimique et immunocapteur

Les capteurs chimiques et biochimiques font actuellement l'objet de nombreuses demandes dans des domaines aussi divers que le médical, l'agro-alimentaire ou encore l'industrie militaire. De nombreux micro-systèmes résonants comme les micro-balances à quartz, les cantilevers, les FBAR ou les SAW sont utilisés pour cette fonction. Une couche de polymère pouvant absorber l'élément chimique recherché est déposée sur le résonateur. En présence de l'élément chimique, la masse du résonateur augmente et fait ainsi varier la fréquence de résonance du dispositif. Sur le même principe, Khuri-Yakub et al. [KHURI2007, PARK2008] propose d'utiliser les cMUTs. Leurs avantages par rapport aux dispositifs existants sont d'une part la sensibilité augmentée par le fait que les cellules soient scellées, et d'autre part, un taux de fausse alarme réduit grâce à la multiplicité des cellules en parallèle. Afin de mettre en œuvre cette méthode, un dispositif initialement prévu pour l'imagerie médicale possédant une fréquence centrale de 6 MHz et composé de 750 cellules circulaires de $18 \mu\text{m}$ de rayon et 850 nm d'épaisseur est utilisé. Le test est effectué avec 5 types de polymères "absorbants" différents en fonction des concentrations d'eau, d'isopropanol, d'acétone et de méthanol présents dans l'azote. Des variations de 20 ppb ($\Leftrightarrow 1/10^9$ par volume) sont alors détectées. Une étude complémentaire a été faite par Park [PARK2008] afin d'optimiser les cMUTs pour ces applications. Il cherche à obtenir le meilleur facteur de qualité Q en minimisant les pertes dans l'air et dans le substrat.

Lee [LEE2008] propose de détecter, pour des applications militaires, un simulateur biochimique d'arme bactériologique, le diméthyl-méthylphosphonate (DMMP) par un cMUT centrée à 18 MHz recouvert de 50 nm de polyisobutylène (PIB) et obtient une sensibilité de 37.38 ppb/Hz. Il montre aussi que la réponse dynamique à un changement de concentration est rapide (de l'ordre de quelques dizaines de secondes).

Enfin, une équipe lituanienne [RAMANAVICIENE2010] a récemment conçu un immunocapteur en fixant sur le cMUT un anti-gène (anti-gp51) sensible à un anti-corps du virus de la leucémie bovine. Il effectue ces analyses directement dans le sang et observe simultanément la variation de fréquence et la variation de la partie réelle de l'impédance. Cette double mesure leur permet ainsi d'accroître la précision sur la concentration du virus.

3.2 cMUT pour applications médicales

Dans cette dernière partie dédiée aux applications, l'implication des cMUTs dans les applications médicales est présentée. Les applications médicales telles que l'imagerie avec l'échographie mais aussi la thérapie avec les techniques HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) sont devenues, depuis une trentaine d'années, l'une des exploitations les plus courantes des ondes ultrasonores. Au-delà d'une électronique associée qui n'a sans cesse évoluer, la sonde ultrasonore reste l'élément principal à optimiser pour obtenir une meilleure qualité d'image. Dans cette partie, nous allons tout d'abord voir pourquoi les cMUTs sont devenues une alternative intéressante aux transducteurs piézoélectriques. La suite du chapitre mettra en exergue plusieurs applications précises qui ont suscité une motivation particulière pour utiliser les cMUTs.

3.2.1 Généralités

L'imagerie médicale ultrasonore a fait l'œuvre de nombreuses améliorations depuis la fin des années 60. Le nombre d'exploitations a été considérablement augmenté avec, par exemple, la mise en place de l'imagerie Doppler, l'imagerie de contraste des tissus ou par produit de contraste, ou encore l'élastographie et l'imagerie haute résolution. Cela a été permis par l'évolution conjointe de l'électronique intégrée, du traitement des signaux mais aussi des transducteurs ultrasonores. L'évolution de l'électronique a notamment permis la mise en place de formations de faisceaux et d'images (notion de focalisation et de balayage électronique [SZABO]) de plus en plus performantes. Cela a entraîné une forte demande sur les géométries des transducteurs piézoélectriques en terme de taille, de nombre d'éléments et ainsi de connexions. De plus, ils nécessitent constamment d'être optimiser en terme de fréquence de fonctionnement, de bandes passantes, de SNR ou encore de niveaux de dynamiques.

Dès 1998, Jin [JIN1998a] propose de sceller les cavités des cellules ce qui offre la possibilité de l'utilisation des cMUTs en immersion. Aux vues des facilités de fabrication, de la taille réduite de ces dispositifs et de la potentialité d'intégration de l'électronique, Oralkan [ORALKAN2000, ORALKAN2002] propose alors d'utiliser ces sondes pour l'imagerie médicale. D'un point de vue des performances, il remarque que la bande passante relative est de l'ordre de 100% ce qui est largement supérieur aux performances optimales des technologies piézoélectriques (80% au maximum). Il propose donc une première validation d'émission "pulse-écho" sur des cibles plongées dans l'huile. Les transducteurs utilisés sont alors des réseaux linéaires de 64 et 128 éléments de fréquence centrale 2.5 MHz. La plupart des équipes travaillant sur les cMUTs orientent majoritairement leurs recherches sur les applications médicales [JOHNSON2002, CIANCI2004, MILLS2003, LEGROS2008] en cherchant à optimiser le design mais aussi l'électronique associée. Les premières images *in vivo* faites à partir d'une sonde cMUT ont été faite en 2003 par Mills [MILLS2003] sur une artère carotidienne et souligne le potentiel du cMUT en terme de résolution axiale grâce à sa large bande passante.

Néanmoins, dès les premières études, certains défauts inhérents aux cellules cMUTs ont été discutés [ORALKAN2002, CARONTI2004]. Sur la réponse impulsionnelle en pulse-écho, une traîne vient allonger l'écho principal, détériorant fortement la résolution axiale

du capteur. Cette traîne provient du couplage inter-membrane à travers le fluide. De plus, la création d'une onde dans le wafer dégrade la qualité de l'écho et il est nécessaire de mettre en place un backing. Caliano et al. [CALIANO2007], avec l'utilisation de leur procédé inversé (cf. chapitre 2.2), d'intégrer un backing en polymère directement sous les membranes pour ainsi améliorer la qualité de l'écho en face-avant.

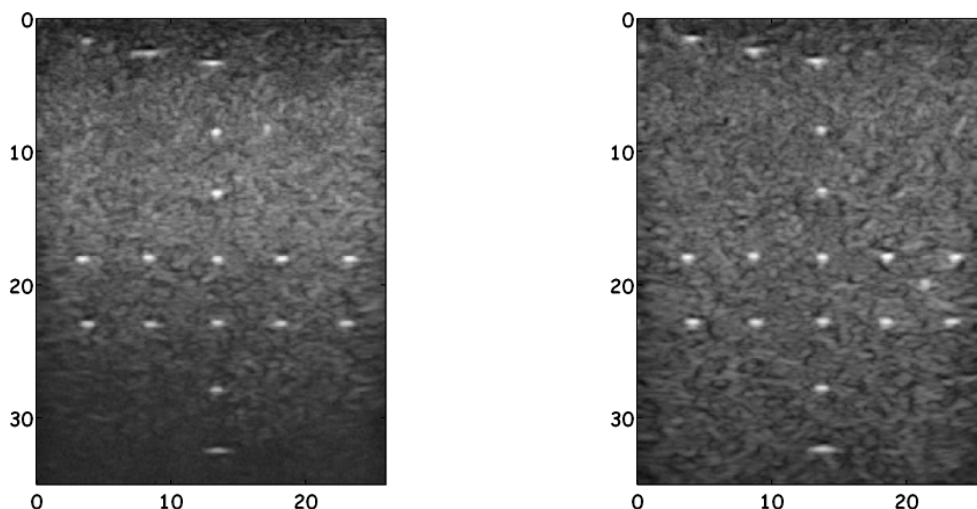


FIGURE 3.7 – Image sur les cibles d'un fantôme pour une excitation centrée à 8 MHz - à gauche : sonde cMUT - à droite : sonde piézoélectrique [LEGROS2008]

Des comparaisons de performances entre les traditionnelles sondes piézoélectriques et les sondes cMUTs ont été faites. Mills [MILLS2003] propose une comparaison qualitative sur des images de carotide. Il souligne une meilleure résolution axiale sur les images obtenues avec le cMUT grâce à la bande passante (110% contre 80% pour la barrette piézoélectrique) mais dénote une profondeur de pénétration réduite du fait d'une plus faible sensibilité. Legros [LEGROS2008] propose une comparaison sur deux sondes géométriquement identique en s'appuyant sur des paramètres quantitatifs de la qualité de l'image. Pour cela, ces tests sont faits *in vitro* sur un fantôme. Il montre que malgré une intégration du cMUT non-adaptée les sondes présentes des performances plus ou moins équivalentes (figure 3.7), à ceci près, une résolution légèrement améliorée, un contraste augmenté et un champ de vue plus large (dû à une directivité élémentaire beaucoup plus large).

Enfin, Novell et al. [NOVELL2009] ont cherché à faire de l'imagerie harmonique et de contraste avec une sonde cMUT. Ils se sont trouvés face à un problème inhérents du cMUT, sa non-linéarité intrinsèque [LOHFINK2005a]. Afin de réduire les harmoniques dans le signal émis, ils proposent d'optimiser le signal d'excitation à l'aide de méthode de compensation et réduisent ainsi le signal à l'harmonique de 20 dB.

3.2.2 Échographie 3-D

Les cMUTs se sont rapidement avérés comme une technologie particulièrement bien adaptée à l'échographie 3D à formation électronique (sans balayage mécanique). En effet,

3.2. CMUT POUR APPLICATIONS MÉDICALES

les procédés de la microélectronique simplifient fortement la fabrication de réseau 2D d'éléments avec une précision de l'ordre du microns par rapport aux procédés utilisés pour la fabrication des transducteurs piézoélectriques. De plus, la potentialité d'intégrer l'électronique monolithiquement représente un des gros avantages en faveur de cette technologie quand on imagine le nombre d'interconnexion nécessaire pour ce type de réseau.

Dès 2002, Johnson et al. [JOHNSON2002] propose une sonde cMUT de 16×16 éléments centrés à 5 MHz où chaque élément mesure $150 \mu\text{m}$ de côté. Ensuite, toutes les améliorations apportées pour l'imagerie 3D concernent principalement deux domaines. D'une part, la formation de faisceau [DAFT2006, KARAMAN2009] est optimisée pour réduire le nombre d'interconnexion et la complexité des circuits intégrés. D'un autre côté, la prise de contact du capteur avec le circuit intégré et les différentes fonctions de ce circuit [WYGANT2005, WYGANT2009, ZHUANG2009] ont été améliorées.

Sur ce dernier point, des travaux ont été entrepris par Zhuang [ZHUANG2009] sur le procédé wafer-bonding afin d'intégrer des contact à travers le wafer afin de pouvoir connecter en flip-chip le capteur avec le circuit intégré. Ce dernier ne peut en effet pas être intégré monolithiquement au vu des températures utilisées pour le collage (de l'ordre de 1000°C).

Logan [LOGAN2009] utilise quant à lui un procédé de reprise de contact "wire-bonding" sur un capteur 32×32 éléments. Il commande seulement les lignes et les colonnes séparément, les premières servant d'émission et les autres de réceptions pour pouvoir reconstruire l'image. Ainsi, il s'affranchit des 1024 éléments à connecter et n'a donc que 64 connexions à faire. Il obtient des performances acoustiques légèrement différentes entre les lignes et les colonnes : respectivement, 5.75 et 5.45 MHz de fréquence de résonance et 135 et 119% pour les bandes passantes relatives.

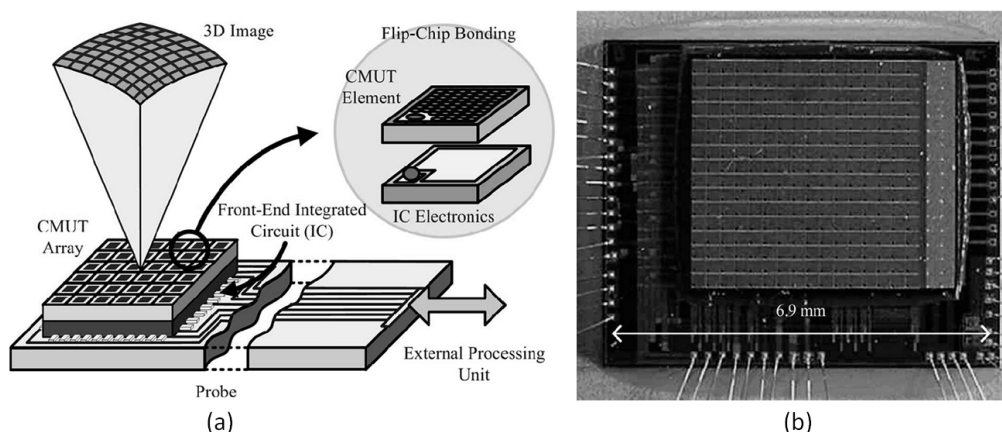


FIGURE 3.8 – (a) Schéma de principe du montage capteur/circuit intégré (b) Photographie du dispositif final [WYGANT2008]

Wygant [WYGANT2008] propose d'utiliser un réseau 2D de 16×16 éléments avec un pitch de $250 \mu\text{m}$ et une fréquence centrale autour de 5 MHz. Un circuit intégré, relié par flip-chip (voir figure 3.8), est composé, pour chaque élément, d'un préamplificateur, d'un pulseur et d'un switch permettant de protéger l'électronique basse tension des sorties du

3.2. CMUT POUR APPLICATIONS MÉDICALES

pulseur. Il obtient avec ce dispositif des images 3D temps réel en utilisant un algorithme de reconstruction synthétique.

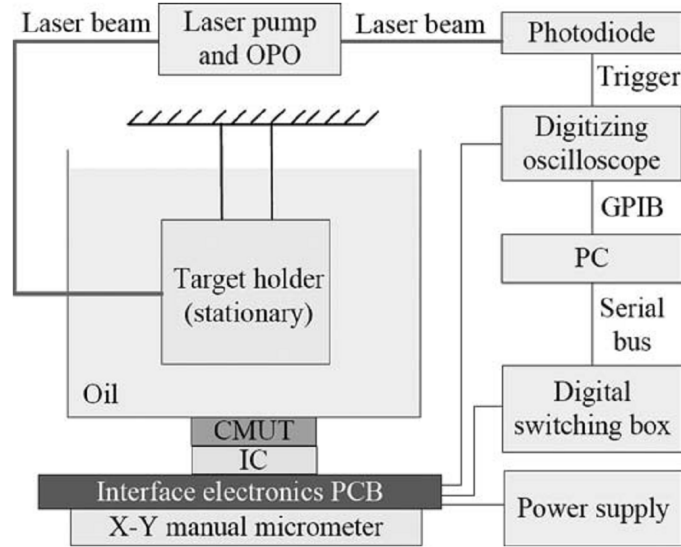


FIGURE 3.9 – Schéma de principe du dispositif expérimental d'opto-acoustique [VAITHILINGAM2009]

Enfin, Vaithilingam [VAITHILINGAM2009] propose d'utiliser les réseau 2D cMUT pour faire de l'imagerie opto-acoustique. cette modalité combine l'information de contraste de l'optique avec la résolution spatiale de l'échographie. Pour cela, un laser impulsif vient augmenter la température des structures visées par absorption ce qui, par effet thermo-élastique, crée une onde de pression détectée par la sonde cMUT (voir le schéma de principe du dispositif figure 3.9). Ainsi, plus l'élément est optiquement absorbant, plus l'onde générée est grande. La sonde cMUT utilisée est une sonde de 16×16 éléments qu'il fait balayer spatialement pour émuler une sonde 64×64 éléments. La technique est démontrée à l'aide de fils de nylon noir et transparent distingués seulement par l'opto-acoustique et non par les ultrasons, puis dans un échantillon *ex-vivo* de poitrine de poulet.

3.2.3 Échographie haute-fréquence

Les applications haute-fréquence (>20 MHz) (HF) permettent une imagerie de plus haute résolution (atteignant des résolution axiale de $30 \mu\text{m}$ pour une fréquence de 50 MHz), utilisée dans des applications dermatologiques, ophtalmologiques ou pour l'imagerie du petit animal. La plupart des sondes fabriquées se basent sur une focalisation fixe en émission et d'un balayage mécanique. Bien que la formation d'image électronique améliorent fortement la qualité des images, la fabrication de transducteurs piézoélectriques multi-éléments haute-fréquence nécessite un procédé qui est aujourd'hui mal maîtrisé : il entraîne la découpe fine des éléments, pour une épaisseur très fine et un circuit d'interconnexion très compliqué.

Ainsi, Oralkan [ORALKAN2004] propose d'utiliser la technologie cMUT pour la fabri-

cation de barrette linéaire haute-fréquence. Il propose deux sondes linéaires de 64 éléments fabriquées par micro-usinage de surface. Les deux designs présentent des hauteur de gap de 150 nm, un pitch inter-membrane de 18 μm , un pitch inter-élément de 36 μm et des rayons de membranes respectivement de 5 et 6 μm . Une mesure en pulse-écho sur une interface air/huile permet de déterminer des fréquences centrales de 45 et 30 MHz avec des bandes passantes à -6 dB de 14.6 et 23.6 MHz. Oralkan suggère que, pour augmenter la bande passante, il est nécessaire d'augmenter la surface active du capteur (rapport entre la surface totale des membrane sur la surface totale du capteur) et préconise l'utilisation un procédé wafer-bonding qui n'a pas besoin de puits d'excavation. En 2005, Yeh [YEH2005] propose, toujours en micro-usinage de surface, d'utiliser un cMUT en "collapse mode" [BAYRAM2003], qui en mode conventionnel vibre autour de 10 MHz. Ce mode d'excitation consiste à polariser au-delà de la tension de collapse la membrane ce qui a pour effet d'augmenter à la fois la fréquence de résonance et le coefficient de couplage électromécanique de la membrane. Il obtient ainsi un capteur de fréquence centrale 20 MHz avec une bande passante de 85%. De plus, à l'aide d'un circuit intégré spécialement conçu pour les cMUTs en HF, il reconstruit une image par reconstruction synthétique sur 32 éléments d'un œil de lapin. En 2006, il propose d'utiliser la technologie wafer-bonding [YEH2006] avec des performances équivalentes à celle obtenu en "collapse mode" par micro-usinage de surface et d'adapter l'imagerie HF à l'imagerie endoscopique avec des réseaux annulaires.

3.2.4 le cMUT pour la thérapie

La thérapie ultrasonore et plus particulièrement le HIFU (pour *High Intensity Focused Ultrasound*) est une application présentant de plus en plus d'attrait dans la domaine médical pour sa faible invasivité et sa précision. Elle consiste à venir brûler des tissus malades par focalisation d'une onde ultrasonore de haute intensité. Les spécifications pour les transducteurs utilisés dans cette application sont évidemment très différentes de celles recherchées en imagerie. Il est nécessaire d'avoir des fréquences assez basses comprises entre 500 kHz et 5 MHz, pour une grande pénétration dans le tissu et fournissant des pressions à leurs surfaces de l'ordre du mégapascal afin de générer une intensité de plusieurs centaines de W/cm^2 nécessaire à l'ablation au point focal. De plus, le capteur doit supporter les long trains d'ondes nécessaire pour cette modalité. Wong [WONG2006] utilise une sonde d'imagerie centrée à 7 MHz afin de montrer le potentiel des cMUTs dans les applications HIFU. Une émission hors-bande à 3 MHz est proposée en faisant varier la tension de polarisation et des niveaux de pressions de 1 MPa sont obtenus. Elle propose ensuite une étude de simulation sur une sonde pouvant fonctionner à la fois en mode imagerie et thérapie avec une électrode d'or très épaisse afin d'augmenter la masse de la membrane et générer ainsi des pressions de l'ordre de 2 MPa. En 2007 [WONG2007a, WONG2008], après fabrication de ces dispositifs, elle compare l'expérimentation au modèle et remarque que la pression recherchée est inférieure à celle attendue (1.7 MPa) due aux pertes liées à l'effet de charge, le couplage acoustique et la capacité parasite. Elle vérifie de plus que, lors d'une excitation continue en grands signaux, l'échauffement est inférieur à 10°C dans l'huile ce qui est acceptable pour de futures applications *in-vivo*. De plus, elle couple la mesure à un contrôle IRM pour mesurer la température dans un fantôme HIFU et observe une augmentation de 16°C dans le fantôme pour un transducteur non-focalisé au bout de 5 minutes d'excitation.

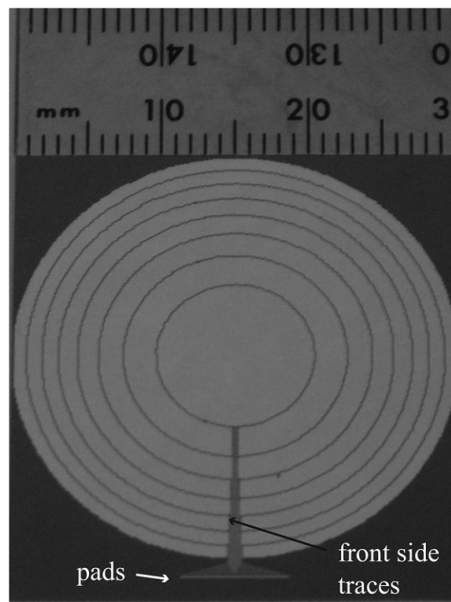


FIGURE 3.10 – Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentrique[WONG2010]

Enfin, une sonde composée de 8 éléments concentrique de surface égale est proposé [WONG2007, WONG2010] afin de pouvoir focaliser dans la zone utile (cf. figure 3.10). L'ensemble des cellules de $70\text{ }\mu\text{m}$ de rayon, avec $6\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur de membrane et 400 nm de gap produisent une pression maximale pic-pic de 1.4 MPa à 2.5 MHz au point focal équivalent une intensité acoustique de 85 W/cm^2 .

3.2.5 Application intra-vasculaire

Chapitre 4

Présentation des outils de caractérisation

Cette partie s'attache à introduire les différents outils de caractérisation utilisés pour les études présentées dans la suite de ce document. La caractérisation des cMUTs se fait à plusieurs échelles : celle de la cellule et celle du capteur en général. A l'échelle de la cellule, on va donc chercher à étudier les caractéristiques géométriques et statiques de celle-ci (dimension, déflexion initiale et comportement en fonction d'une polarisation). Cette étude sera faite à l'aide d'un microscope holographique digital qui permet, au-delà des mesures dans le plan, d'obtenir les mesures hors-plan de l'échantillon. Ensuite, toujours au niveau de la cellule, il est intéressant d'étudier le comportement dynamique de la cellule. Notre choix a été d'utiliser un interféromètre "maison" hétérodyne de type Mach-Zehnder. Celui-ci nous permet des études en petits signaux en chargement harmoniques mais aussi celles en grands signaux et tout cela avec une possibilité d'immersion de l'échantillon mesuré. Enfin, à l'échelle du capteur, ou plutôt pour être plus exact à l'échelle d'un élément du capteur, une étude de l'impédance électrique est faite permettant d'extraire différents paramètres électro-mécaniques d'un ensemble de cellules de la cMUT (fréquence de résonance, tension de collapse, bande passante, coefficient de couplage électro-mécanique) dans l'air et en immersion. Il est à préciser que tous les outils de caractérisation sont disposés sur des tables anti-vibrations actives évitant toutes perturbations mécaniques extérieures, mise en place incontournable pour l'étude de déplacement de l'ordre de quelques nanomètres.

Le microscope holographique digital (ou DHM pour "Digital Holographic Microscope") est tout d'abord présenté ainsi que les différentes données qui peuvent en être extraites. Le principe de fonctionnement de l'interféromètre Laser élaboré par nos soins est ensuite exposé, l'intégration d'un algorithme de démodulation numérique et des exemples des différentes mesures possibles concluent finalement cette partie. Enfin, le banc d'analyse d'impédance ainsi que les paramètres électro-mécaniques extraits finissent ce chapitre sur les outils de caractérisation.

4.1 Microscopie holographique digitale (DHM)

4.1.1 Description du dispositif

L'étude statique des cellules cMUT est primordiale pour la compréhension des phénomènes de déflexions initiales et de contraintes initiales. Le microscope holographique digital (DHM) développé par *Lyncée Tec SA* permet d'avoir une image en 3 dimensions de la cellule avec une résolution sub-nanométrique dans l'axe hors-plan. Cette technologie se base sur la création d'un hologramme par combinaison d'un faisceau cohérent de référence avec le faisceau réfléchi par la cellule cMUT [CUCHE1999] (voir figure 4.1(a)). Pour cela, un laser cohérent de longueur d'onde $\lambda = 652$ nm est utilisée et les faisceaux sont recueillis sur une caméra CCD. Le traitement de cet hologramme (figure 4.1(b)) se fait ensuite numériquement : une image d'intensité et de phase en sont extraites. Alors que la première est l'équivalent d'une mesure de microscope optique classique, la seconde nous permet d'obtenir l'information hors-plan de la cellule étudiée.

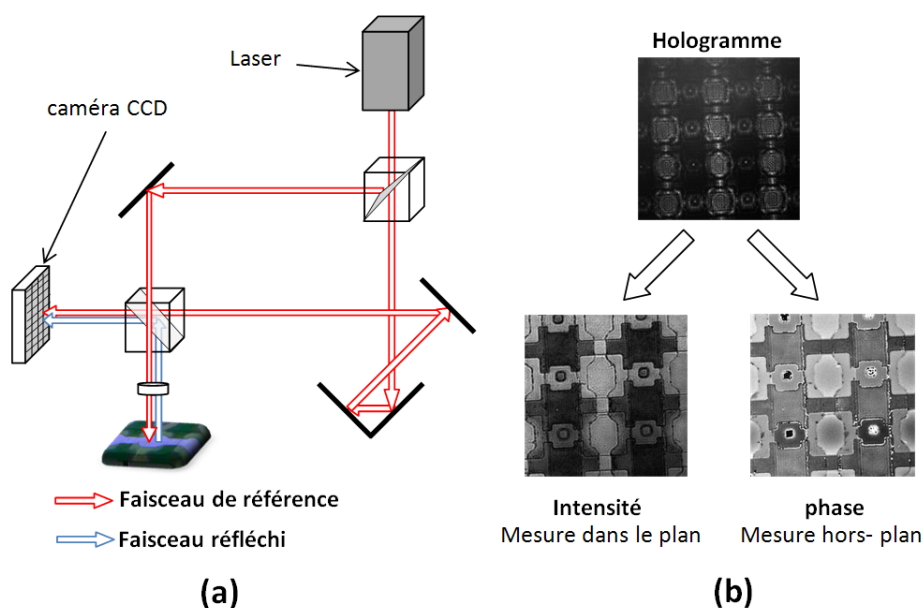


FIGURE 4.1 – (a) Schéma de principe du microscope holographique digital - (b) Principe de traitement de l'image holographique

Cette technologie nécessite toutefois une assez bonne réflectivité pour être efficace. Ainsi, sur les cellules cMUT, on s'attachera à toujours mesurer les parties métallisées des membranes. Elle permet de plus (données constructeurs) d'avoir une précision hors-plan de 0.1 nm avec une répétabilité de 0.01 nm. Le traitement de la phase nécessite de prendre des précautions pour l'interprétations des signaux : la longueur d'onde est normalement préjudiciable sur les sauts de phases mesurés et donc sur les marches du profil mesurés. Pour cela, *Lyncée Tec SA* a développé un procédé utilisant deux lasers de longueurs d'ondes différentes pour passer outre la limite de $\frac{\lambda}{2}$ possible avec l'utilisation d'un seul [KUHN2008].

Dans la suite de la présentation de cet appareil, l'étude du profil statique est développée suivie d'une étude exploitant la capacité de large plan de vue du DHM pour étudier l'inhomogénéité des propriétés statiques sur un groupe de cellules.

4.1.2 Etude du profil statique des cellules

Dans cette partie, la simple acquisition en coupe du profil d'une cellule est tout d'abord étudiée (figure 4.2) [SENEGOND2009a]. Celle-ci permet d'extraire plusieurs données. En tout premier lieu, la déflexion initiale est facilement relevée. De part la conformité des différentes couches déposées, il est possible de déduire la hauteur de cavité de la cellule. Par contre, toutes ces mesures possèdent une erreur supplémentaire à l'incertitude intrinsèque de l'appareil. En effet, la rugosité des différentes couches déposées, au vu de l'ordre des mesures recherchées (de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres), nécessite d'être prise en compte. Pour cela, un module dédié à la rugosité dans le logiciel d'acquisition du DHM nous permet de la déterminer. Cette mesure est effectuée sur les pads de connexion du capteur, nous offrant une surface suffisamment grande pour avoir une donnée représentative de la rugosité moyenne sur le wafer.

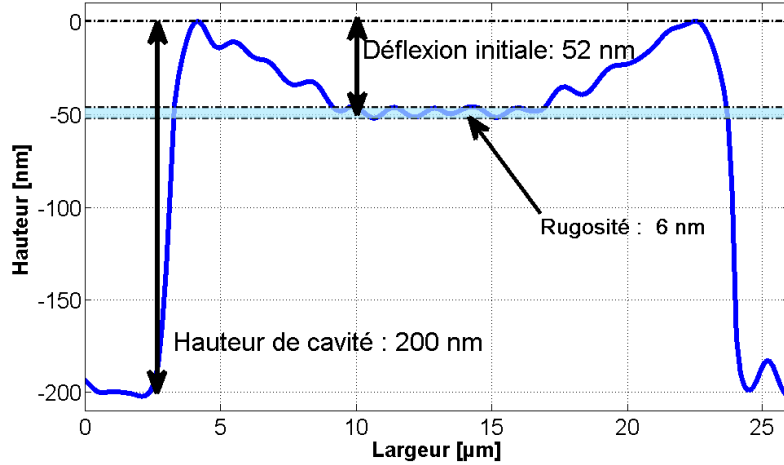


FIGURE 4.2 – Extraction des données sur la mesure d'une cellule cMUT (ici carrée de 20 μm de côté)

L'acquisition successive du profil de la membrane pour des tensions de polarisations différentes peut, de plus, être mise en œuvre (figure 4.3-(a)). Ainsi, en imposant un cycle croissant-décroissant de la tension de polarisation, il est possible d'extraire la courbe hystérétique de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (figure 4.3-(b)). Celle-ci permet d'obtenir la tension de collapse de la membrane mais aussi la tension de snapback. Cette dernière correspond, lorsque la membrane est "collapsée" (au fond de la cavité), à la tension maximale de polarisation où la membrane va être relâchée et donc où la raideur de celle-ci est suffisante pour s'opposer à la pression électrostatique. Dans l'exemple présenté, les tensions de collapse et de snapback sont respectivement 45V et 27V. On peut de plus remarquer que, lors de l'effondrement de la membrane, la déflexion subie est inférieure à la mesure indirecte de la hauteur de cavité ($h_{GAP} \approx 200 \text{ nm}$). Même en prenant en compte

l'erreur due à la rugosité, il est possible que, dans ce cas précis, la cavité ne soit pas tout à fait complètement excavée ce qui expliquerait cette différence.

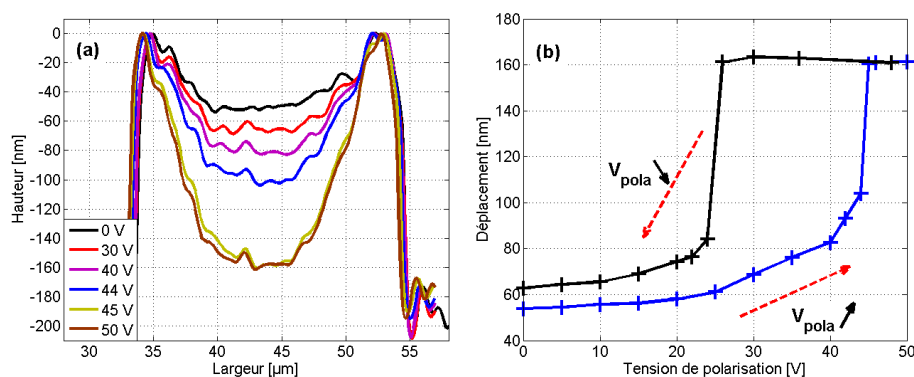


FIGURE 4.3 – (a) Evolution du profil d'une cellule carrée de $20\ \mu\text{m}$ pour une augmentation de la polarisation - (b) Variation de la déflexion maximale en fonction de la tension de polarisation (bleu : montée, noire : descente)

4.1.3 Analyse de l'inhomogénéité dans une population de cMUTs

Cette dernière exploitation profite de la capacité de mesure en plan large (ici l'objectif 5x est utilisé) de l'appareil. En effet, le but est ici de contrôler l'homogénéité du comportement statique de plusieurs cellules. Pour cela, en augmentant progressivement la tension de polarisation de l'ensemble des membranes, on étudie le profil de toutes les membranes (figure 8.9).

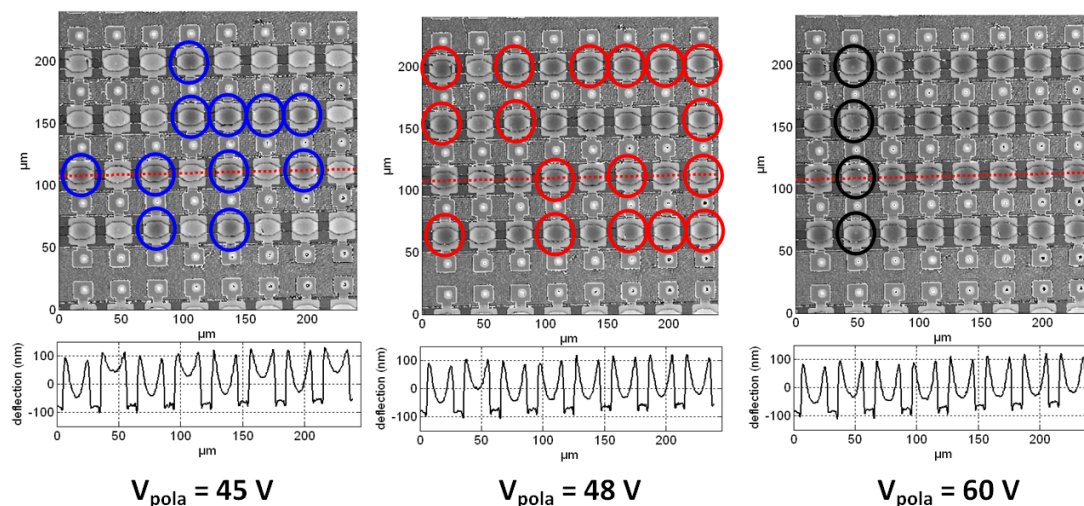


FIGURE 4.4 – Evolution de la tension de collapse dans une population de 32 cellules carrées de $20\ \mu\text{m}$ de côté

Cette étude s'est faite sur 32 membranes carrées de $20\ \mu\text{m}$ appartenant à un élément d'une barrette échographique. Le comportement statique n'est ici pas homogène : 11 mem-

branes s'effondrent à une tension de polarisation de 45V, 17 pour 48V et 4 pour 60V. De plus, la répartition de ces comportements n'est pas gaussienne et ne peut pas être considérée comme une variabilité statistique aléatoire "normale". De cette seule observation, il est délicat de trouver l'origine du phénomène. En effet, l'inhomogénéité peut être due à divers paramètres mécaniques et/ou électrique : non-homogénéité des couches, mauvaise répartition du potentiel électrique, etc. Il est du moins intéressant de voir les conséquences de cette inhomogénéité. Une mesure complémentaire du même élément de barrette a été faite par impédancemétrie (cf. chapitre 4.3). Celle-ci nous permet d'obtenir la courbe du coefficient de couplage électro-mécanique k_t en fonction de la tension de polarisation (figure 4.5).

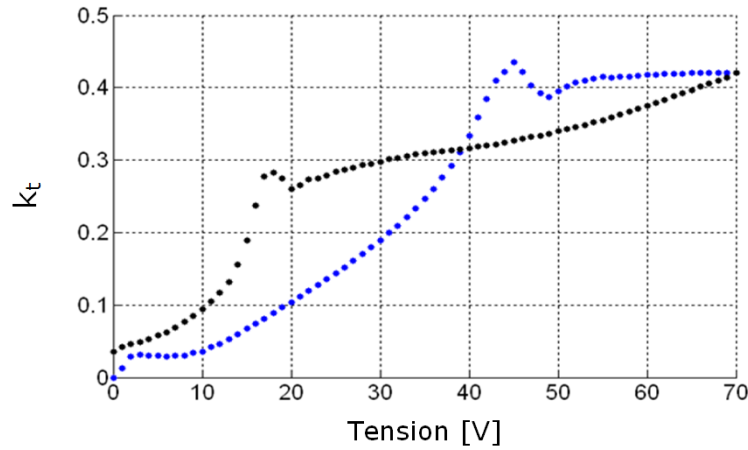


FIGURE 4.5 – Estimation du coefficient de couplage électro-mécanique par impédancemétrie de l'élément étudiée

On observe ici que le k_t est relativement faible ($k_t = 0.3$) autour de la tension de polarisation conventionnellement utilisée (c'est-à-dire 80% de la tension de collapse). Ce faible couplage électro-mécanique est très bien expliquée par l'inhomogénéité mise en exergue dans l'étude précédente. On remarque par contre que la tension de collapse (48V) de l'élément correspond à la tension de collapse majoritairement observée dans l'étude précédente.

4.2 Interférométrie Laser hétérodyne

Pour l'ensemble des mesures dynamiques, l'utilisation d'un interféromètre est incontournable. De nombreuses équipes étudiant les cMUTs ont utilisé ce type de matériel pour déterminer le comportement dynamique des membranes. On peut citer notamment les travaux de Bayram et al. [BAYRAM2005, BAYRAM2006, ORALKAN2006, YARLIOGLU2005], où une validation de leur modèle "éléments finis" a été entrepris et une vérification expérimentale des potentialités d'un nouveau mode d'excitation du cMUT (le "Collapsed Mode") a été présentée. Ils utilisent un interféromètre de type Mach-Zehnder fabriqué par *Polytec GmbH* qui permet des étude entre 50kHz et 30MHz et mesure des déplacements maximaux de 75 nm. Caronti et al. ont concentré leurs études par interférométrie pour la compréhension des effets de couplages inter-membranes par le fluide [CARONTI2002, CARONTI2003]. Enfin, Martinussen [MARTINUSSEN2010] propose un interféromètre "maison" permettant

4.2. INTERFÉROMÉTRIE LASER HÉTÉRODYNE

de mesurer des vibrations jusqu'à 1GHz. Elle a donc étudié les modes supérieures de vibrations des cMUTs, déterminer les facteurs de qualité de ces dispositifs et étudier l'impact de la température du milieu sur le comportement dynamique.

D'une démarche similaire à celle de Martinussen, nous avons entrepris d'utiliser notre propre interféromètre [ROYER1994] (voir schéma de principe, figure 4.6). Celui-ci est basé sur le fonctionnement d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec l'originalité de faire un double passage dans la cellule de Bragg à 70 MHz [VAYRAC1996]. Ce double passage permet d'élever la porteuse du signal de sortie à 140 MHz au lieu de 70 MHz pour un simple passage, permettant d'élargir la gamme de fréquence mesurée jusqu'à 100 MHz. Le laser utilisé est un Hélium-Néon de longueur d'onde $\lambda = 632.8$ nm et l'utilisation d'objectif 10x LWD (Long Distance Working) nous permet d'obtenir une distance de travail de 34 mm nécessaire pour la mise en place des micro-pointes alimentant le dispositif. La sensibilité du photo-conducteur est de $10^{-4} \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$. L'échantillon mesuré est de plus installée sur une table de translation 3 axes, qui, commandée par GPIB et synchronisée avec l'acquisition de l'oscilloscope, permet de reconstruire le déplacement d'un ensemble de points de l'échantillon.

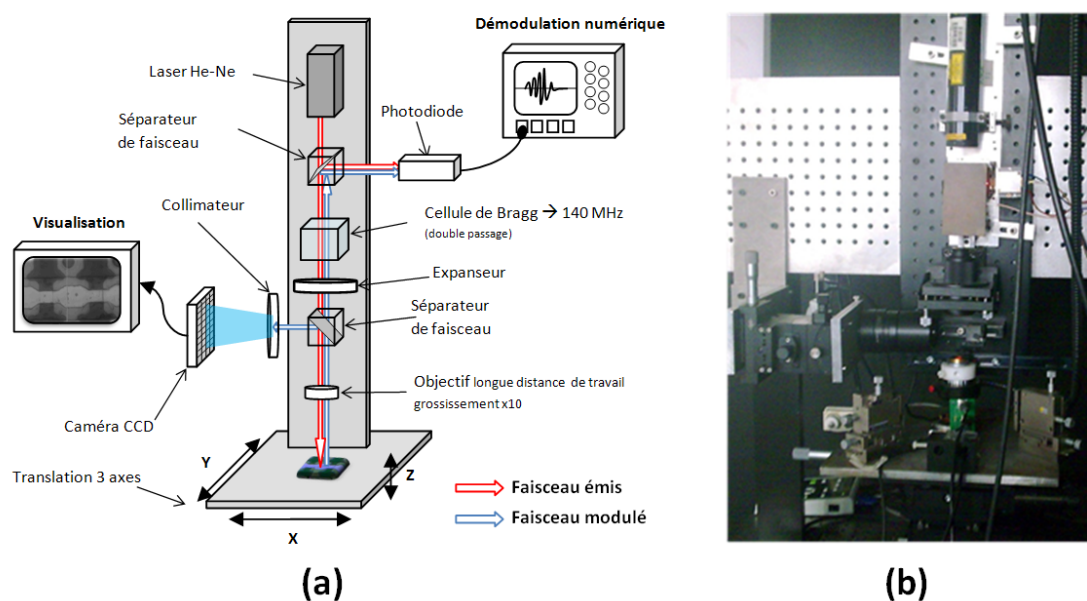


FIGURE 4.6 – Schéma (a) et photographie (b) du banc d'interférométrie laser hétérodyne

En sortie de la photodiode, on obtient un courant $i(t)$ de la forme :

$$i(t) = I \sin(2\pi f_B t + \Delta\varphi(t)) \quad (4.1)$$

avec

I l'amplitude du courant,

$f_B = 140$ MHz la fréquence de la porteuse de la cellule de Bragg,

$\Delta\varphi(t)$ la modulation de phase du signal t .

4.2. INTERFÉROMÉTRIE LASER HÉTÉRODYNE

La plupart de nos dispositifs étant dédiés à des applications en immersion, il a été entrepris de les étudier dans les mêmes conditions. C'est pourquoi on mesure le mouvement de la membrane plongée dans de l'huile d'olive (le choix de l'eau provoquerait l'hydrolyse immédiate de la métallisation). Les taches focales dans l'air et l'huile ont été respectivement mesurées à 3.6 et 3.2 μm . On considère que l'interaction acousto-optique dans l'huile est négligeable. Ainsi, la modulation de phase de l'intensité à la sortie de la photodiode est proportionnelle au déplacement mécanique de la membrane [CERTON2004] :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda_0} n_0 w(t) \quad (4.2)$$

avec

λ_0 la longueur d'onde du laser,

n_0 l'indice optique du milieu ($n_0=1.47$ pour l'huile d'olive[HOLMES2007]),

$w(t)$ le mouvement de la membrane à un instant t .

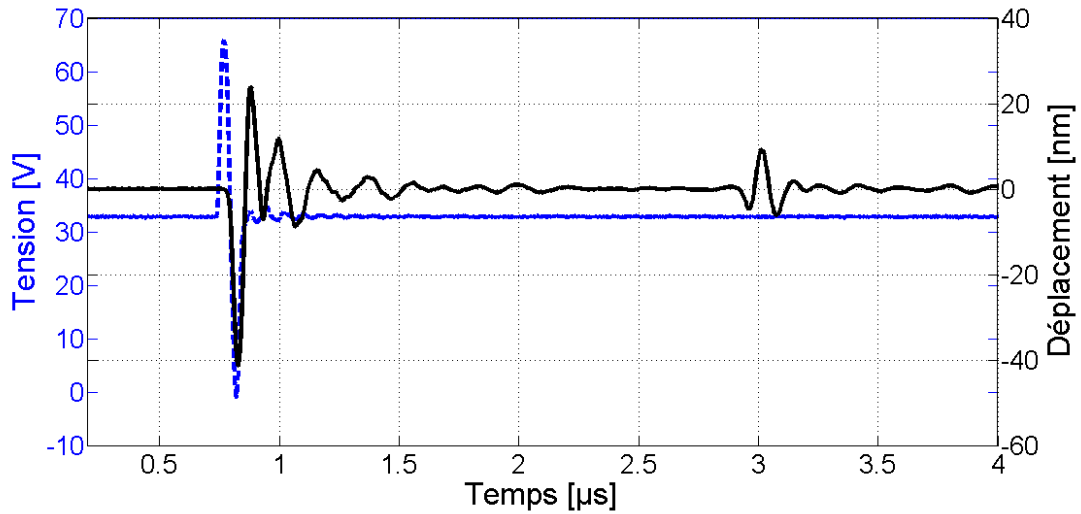


FIGURE 4.7 – Etude d'une cellule carrée de 20 μm de côté dans l'huile par interférométrie en "grands signaux" - **bleu** : excitation appliquée - **noire** : réponse au centre de la cellule

Une grande partie des mesures mises en œuvre présentent de larges amplitudes. Ainsi, il a été nécessaire d'utiliser une démodulation numérique de la phase pour ces mesures. En effet, avec une démodulation analogique classique, on considère la modulation de phase inférieure à 30 degré ($\sin\Delta\varphi = \Delta\varphi$) ce qui entraîne des déplacements maximaux mesurables dans l'air et l'eau respectivement de 26.3 et 19 nm. Afin de s'affranchir de cette approximation, la démarche que nous avons utilisée est de traiter directement le signal de sortie de la photodiode et d'en extraire numériquement la modulation de la phase par un algorithme que nous avons intégré dans l'oscilloscope. L'algorithme utilisé est un classique de la démodulation numérique qui consiste à tout d'abord dérouler la phase en fonction du

4.3. IMPÉDANCEMÉTRIE

temps, puis calculer et supprimer sa pente. Cet algorithme est programmé sous *Matlab* et ensuite intégré dans un oscilloscope numérique *Lecroy* à l'aide de la fonction *xdev*. Ainsi, le traitement numérique est effectué en temps réel, ce qui, couplé avec une fonction de moyennage de signaux, permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit qu'avec un traitement post-mesure. Une mesure en grands signaux dans l'huile est présentée figure 4.7. L'excitation est ici un cycle centrée à 10 MHz de $66 V_{pp}$ avec une polarisation à 33V. On observe ici la présence de l'écho de surface de l'huile réexcitant la membrane. Ceci souligne l'importance d'une épaisseur d'huile suffisante afin d'éviter toutes interactions entre la première réponse et son écho. De nombreuses autres mesures temporelles dans l'huile en grands signaux sont présentées dans les chapitres III et IV.

Enfin, en couplant l'interféromètre avec un analyseur de réseau (Agilent 5100), on peut étudier la réponse harmonique en tout point de la cellule. Un exemple d'application est présenté figure 4.8. Ainsi, en utilisant le balayage, il est possible d'extraire les profils 3D aux différents modes de vibration de la membrane (figure 4.8(b) et (c)).

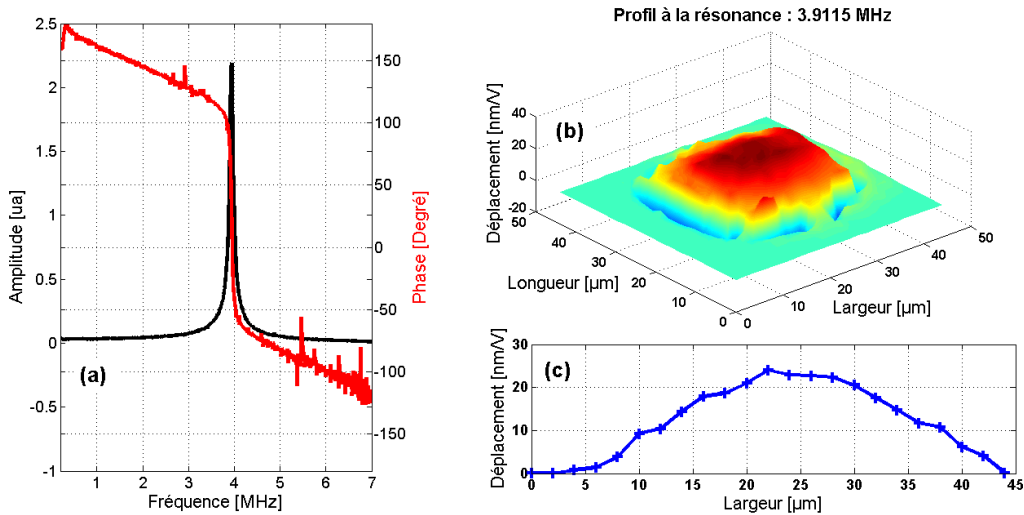


FIGURE 4.8 – Etude d'une cellule carrée de $40\mu\text{m}$ de côté dans l'air par interférométrie couplée avec l'analyseur de réseau - (a) module et phase de la réponse harmonique au centre de la cellule - (b) profil 3D à la résonance - (c) coupe à la résonance

4.3 Impédancemétrie

La mesure par impédancemétrie permet d'obtenir de nombreux paramètres électromécaniques pour un ensemble de cellules cMUT. Elle présente l'avantage d'avoir une mise en œuvre simple qui en fait l'outil majeur lors de larges campagnes de mesures. Le matériel utilisé pour cette caractérisation est le suivant :

- un analyseur d'impédance HP4294A possédant une gamme de fréquence de 40Hz à 110 MHz,

4.3. IMPÉDANCEMÉTRIE

- une sonde active de mesure d'impédance HP4294A1,
- une alimentation de tension continue (Motech) permettant d'atteindre des tensions d'entrée jusqu'à 250V,
- Une enceinte d'isolation CEM (Compatibilité Electro-Magnétique) permettant d'éviter toutes sources de bruit électro-magnétique extérieures.
- un circuit de découplage pour l'alimentation DC/AC du capteur.

La première étape à chaque utilisation de l'appareil est la calibration en 3 acquisitions classiques (circuit ouvert, fermé, et en charge 50Ω) de l'appareil. Cette calibration est évidemment faite au plus proche de la mesure (intégration du circuit de découplage et des micro-pointes de contact). Il s'ensuit un protocole de vérification de celle-ci par une acquisition de 50 signaux pour la mesure en charge. Le rapport signal sur bruit (SNR) en est déduit et on considère arbitrairement que la calibration est valide pour un SNR supérieur à 70 dB.

Le protocole de mesure est donc l'acquisition, pour chaque valeur d'un vecteur de tensions de polarisation appliquée par l'alimentation DC (Direct Current) commandée par GPIB, des mesures des parties réelles et imaginaires de l'impédance du dispositif.

Les données brutes extraites de ces deux vecteurs sont les suivantes :

1. la fréquence de résonance électrique f_r^{elec} qui correspond au maximum de la partie réelle de l'admittance,
2. la fréquence d'anti-résonance électrique f_a^{elec} (résonance mécanique de la membrane) qui correspond au maximum de la partie réelle de l'impédance,
3. les capacités basse fréquences (C_{BF}) et hautes fréquences (C_{HF}),

De plus, de ces données, on peut extraire le coefficient de couplage électro-mécanique k_t tel que :

$$k_t = 1 - \frac{C_{HF}}{C_{BF}} = 1 - \left(\frac{f_a^{elec}}{f_r^{elec}} \right)^2 \quad (4.3)$$

En pratique, la détermination automatique des capacités étant moins aléatoire que celle des fréquences, c'est la première formule de cette équation qui sera utilisée.

Afin d'illustrer ce type de caractérisation, on se propose d'étudier un élément d'une sonde cMUT dédiée à l'échographie. Celui-ci est composée de 4 colonnes de cellules carrées $20 \mu\text{m}$ disposées en une centaine de lignes. La figure 4.9 représente la partie réelle de l'impédance (a), la capacité basse fréquence (b) et le k_t déduit du calcul avec les capacités (c).

avec la figure 4.9(a), on observe bien l'effet de softening introduit dans le chapitre 1.2 qui diminue la fréquence de résonance du système en fonction de la tension de polarisation. De plus, on remarque l'existence de deux pics qui montre bien l'effet dynamique de l'inhomogénéité des membranes. Enfin, on remarque qu'une fois la tension de collapse atteinte, les fréquences de résonances augmentent fortement : ce phénomène correspond à la vibrations des bords non-collés des membranes. On remarque que la capacité haute-fréquence augmente progressivement avec la tension de polarisation. Une fois la tension de collapse atteinte, la tendance de la capacité subit un saut. Pendant la phase descendante de tension,

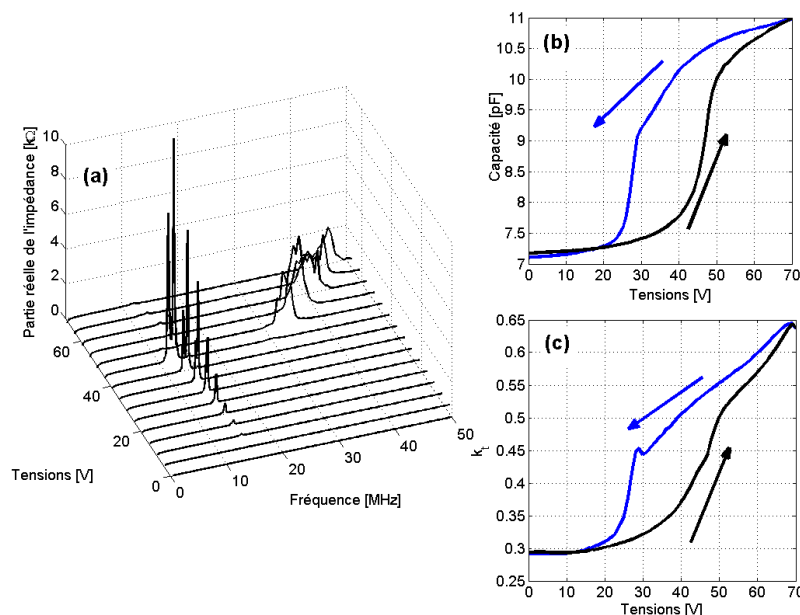


FIGURE 4.9 – Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation

la courbe de capacité diminue même avant d'atteindre la tension de snapback, ceci est dû en partie à la diminution de la surface de contact de la cellule sur le fond de la cavité et de l'inhomogénéité dans l'élément. Enfin, la courbe de k_t (figure 4.9(c)) en fonction de la tension de polarisation montre les mêmes tendances que celle de la capacité.

Le même élément est cette fois-ci caractérisé dans l'huile (figure 4.10). On observe ici les mêmes tendances des courbes de capacité (b) et k_t (c) que précédemment. On pourra remarquer que le chargement du fluide a pour effet de raidir les fronts montants des deux courbes. Par contre, il est difficile ici de parler de fréquence de résonance (courbe (a)) mais plutôt de fréquence centrale et, de surcroît, de bande passante. On observe que la fréquence de résonance était initialement dans l'air autour de 14 MHz et se retrouve décaler autour 5-6 MHz dans l'huile.

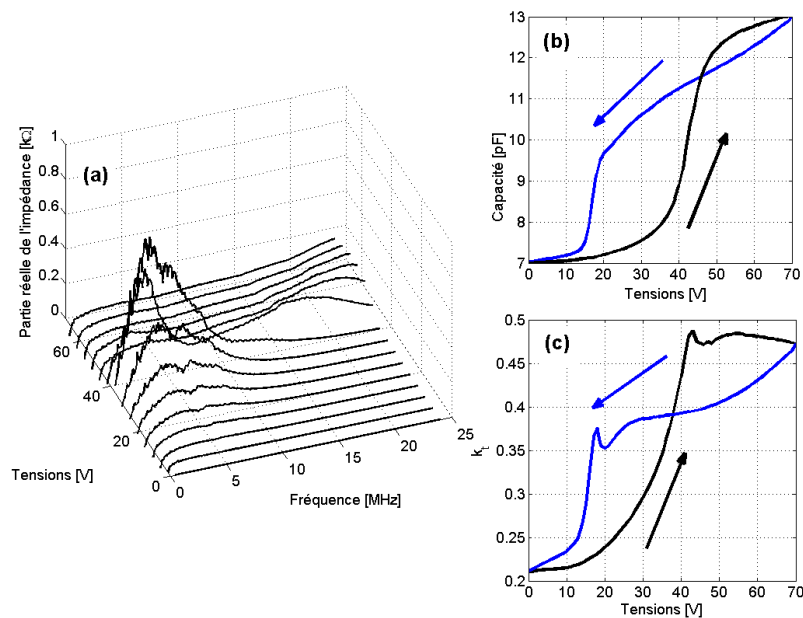


FIGURE 4.10 – Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'huile - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation

Deuxième partie

Modélisation et analyse des phénomènes intrinsèques à la fabrication

Chapitre 5

Introduction

Les modèles prédictifs de comportements sont aujourd'hui incontournables dans les différentes étapes de conceptions des MEMS (figure 5.1). Ainsi, de nombreuses équipes ont consacré une grande partie de leur recherche à la simulation des cMUTs. Leur utilisation est désormais rattachée à plusieurs étapes clés de la conception.

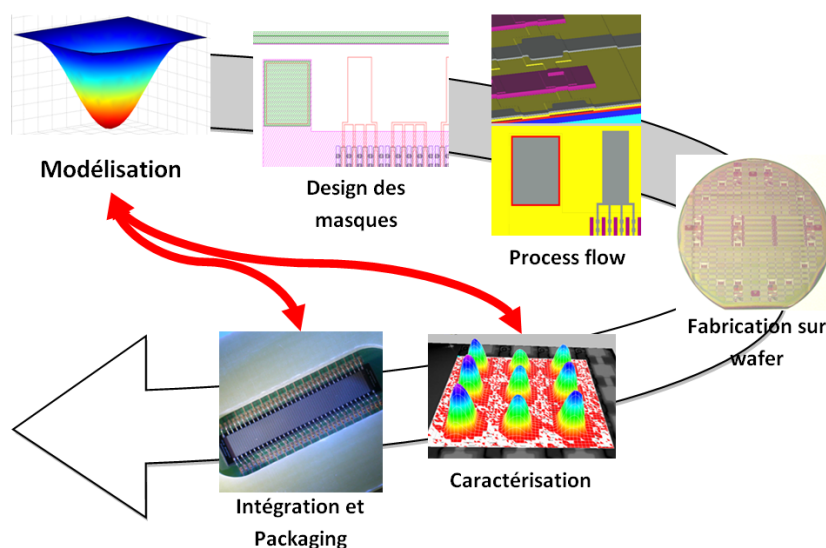


FIGURE 5.1 – Présentation des différentes étapes de fabrication des cMUTs

On les retrouve en tout premier lieu de la conception dans la détermination initial du dispositif à fabriquer. Aux vues des spécifications d'une application donnée, ils servent au dimensionnement même de la structure en terme de géométrie de la cellule, mais aussi du capteur. On les utilisent ensuite en parallèle de la phase de caractérisation des dispositifs fabriqués. Ils servent alors à la compréhension des phénomènes observés et à l'élaboration d'une stratégie d'optimisation des dit-dispositifs.

Cette partie tend ainsi à présenter tout d'abord un état de l'art de la modélisation des capteurs capacitifs ultrasonores micro-usinés et d'identifier les différents domaines de

la physique entrant en jeu dans leurs modélisations. Ensuite, le modèle utilisé dans notre équipe sera décrit. On s'attachera alors à le confronter à un modèle de type "Eléments finis" afin de voir les éventuelles limites du modèle et une description succincte des exploitations du modèle sera ensuite présentée. Enfin, une attention particulière sera accordée à l'intégration de contraintes initiales dans le modèle. Ce phénomène, inhérents à la fabrication de tous les micro-systèmes, restent un des points critiques à évaluer et à limiter pour un fonctionnement optimal des dispositifs.

Chapitre 6

Phénomènes physiques mis en jeu

Cette partie a pour but d'introduire les différents phénomènes intervenant sur le comportement des cMUTs. Ainsi, les équations de l'électrostatique, qui est l'élément actionneur de ce micro-système, et les hypothèses dont elles découlent sont présentées. Ensuite, différentes modélisations mécaniques de plaques seront détaillées et discutées. Les deux derniers sous-chapitres de cette partie s'attacheront à présenter l'intervention du fluide dans le fonctionnement du cMUT. Le premier expose l'influence du fluide en face-avant alors que le second introduira la notion de "squeeze film" ou amortissement du film qui intervient lorsque la cavité arrière de la cellule n'est pas scellée sous vide.

6.1 Force électrostatique

Dans la plupart des MEMS à actionneurs électrostatiques, on assimile le micro-système à un condensateur plan à face parallèle. Dans ce cas, on considère que les forces électrostatiques sont produites entre 2 éléments conducteurs séparés d'une distance h_{GAP} par un diélectrique. Dans cette partie, on considèrera pour la cellule cMUT que le diélectrique est le vide de permittivité $\epsilon_0 = 8.854.10^{-12}$ F/m.

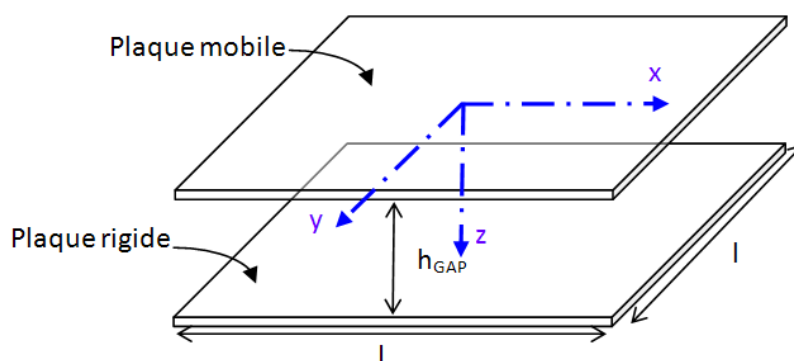


FIGURE 6.1 – Géométrie du condensateur plan idéal

On exprime tout d'abord le potentiel électrostatique entre les deux plaques du conden-

6.1. FORCE ÉLECTROSTATIQUE

sateur :

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad , \quad (6.1)$$

$$\Phi(x', y', h_{GAP}) = 0 \quad , \quad x' \in [-L/2, L/2] \text{ et } y' \in [-l/2, l/2] \quad (6.2)$$

$$\Phi(x', y', w') = V.f(w'/h_{GAP}) \quad , \quad x' \in [-L/2, L/2] \text{ et } y' \in [-l/2, l/2] \quad (6.3)$$

où w' correspond au déplacement en z' de la membrane mobile et ∇^2 est l'opérateur Laplacien tel que $\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial y'} + \frac{\partial}{\partial z'}$. La fonction f représente le fait que la différence de charge entre les deux plaques dépend du déplacement w' . Le déplacement w' , lui, est supposé satisfaire l'une des équations de la mécanique présentées dans le chapitre 6.2. On introduit alors le changement de variable non-dimensionnelle présenté par Pelesko et al. [refPELESKO2001b],

$$\phi = \frac{\Phi}{V} \quad , \quad w = \frac{w'}{h_{GAP}} \quad , \quad x = \frac{x'}{L} \quad , \quad y = \frac{y'}{L} \quad , \quad z = \frac{z'}{h_{GAP}} \quad (6.4)$$

En les substituant dans les équations (6.1),(6.2) et (6.3), on obtient alors :

$$e^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + a^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad , \quad (6.5)$$

$$\phi(x, y, 1) = 0 \quad , \quad x \in [-1/2, 1/2] \text{ et } y \in [-1/2, 1/2] \quad (6.6)$$

$$\phi(x, y, w) = f(w) \quad , \quad x \in [-1/2, 1/2] \text{ et } y \in [-1/2, 1/2] \quad (6.7)$$

avec $e = h_{GAP}/L$ et $a = L/l$. De plus, on peut considérer que la différence de potentiel est constante (V) et donc que $f(w) = 1$.

On exprime alors l'énergie potentiel électrostatique U_{elec} comprise entre les deux plaques du condensateur :

$$U_{elec} = \frac{\epsilon_0 V^2}{2} \int_v |\vec{E}|^2 dv \quad (6.8)$$

avec E le champ électrostatique tel que

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (6.9)$$

∇ est alors l'opérateur gradient.

On déduit ensuite l'expression de la force F_e générée par le champ de potentiel électrostatique de l'équation (6.8) :

$$F_{elec} = -\nabla U_{elec} = -\frac{\epsilon_0 V^2}{2} |\nabla \phi|^2 \quad (6.10)$$

Ainsi, pour déterminer la force électrostatique appliquée à la plaque mobile, il est nécessaire de résoudre l'équation (6.5) du potentiel électrostatique ϕ . Il est possible de résoudre numériquement ce potentiel en utilisant les éléments finis. Néanmoins, généralement, certaines approximations sont faites afin de résoudre analytiquement le problème. L'une des plus courantes est de considérer que l'épaisseur du gap est très inférieure au longueur et

largeur de la plaque, ce qui implique que les lignes de forces sont parallèles et que les effets de bords électrostatiques peuvent être négligés. Cette hypothèse permet donc de dire que :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (6.11)$$

L'expression de la force électrostatique devient alors :

$$F_{elec} = -\frac{\epsilon_0 V^2}{2h_{GAP}^2(1-w^2)} \quad (6.12)$$

Cette expression est en fait l'expression d'un condensateur à face parallèle utilisée précédemment (équation (1.4) dans le chapitre 1.2).

Afin de prendre en compte les effets de bords électrostatiques, certains auteurs [NISHIYAMA1990] ont proposé d'intégrer une capacité normalisée C_n qui permet d'inclure ces effets. Ainsi, pour une tension appliquée V ,

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{h_{GAP}} ; Q = CV \quad (6.13)$$

avec $S = L \times l$ la surface de l'électrode supérieure. On exprime la capacité \tilde{C} tel que $\tilde{C} = CC_n$ avec

$$\begin{cases} C_n = 1 + 4.246\vartheta & , 0 \leq \vartheta < 0.005 \\ C_n = 1 + \sqrt{11.0872\vartheta^2 + 0.0001097} & , 0.005 \leq \vartheta < 0.05 \\ C_n = 1 + 1.9861\vartheta^{0.8258} & , \vartheta \geq 0.05 \end{cases} \quad (6.14)$$

où $\vartheta = h_{GAP}/l$. Les constantes ont été extraites par une analyse par régression de données numérique. Nishiyama et al. ont ensuite validé leur modélisation en les comparant à des données expérimentales. Ainsi, à partir de ces équations on peut alors intégrer les effets de bords dans la force électrostatique tel que :

$$F_{elec} = -\frac{1}{2}C_n \frac{\epsilon_0 S V^2}{h_{GAP}^2(1-w^2)} \quad (6.15)$$

Certains auteurs [Najar2005] ont adapté cette démarche pour des gaps non-uniforme en utilisant une distribution de condensateurs élémentaires.

6.2 Mécanique de la membrane

6.2.1 Introduction

La modélisation d'une cellule cMUT se base principalement sur l'étude d'une plaque en flexion. Les plaques ont fait l'objet depuis le 19^e siècle de nombreuses études. Au-delà même de la théorie des milieux continus, des modèles ont permis de réduire le nombre de degré de liberté et l'ordre de résolution, simplifiant fortement la mise en œuvre du problème. On peut ainsi distinguer trois grandes théories de flexion des plaques : la théorie des

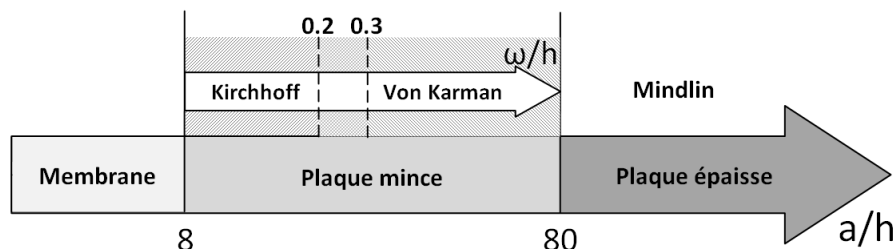


FIGURE 6.2 – Domaine de validation des différentes théories pour modéliser la membrane du cMUT où a , h et ω sont respectivement la largeur, l'épaisseur et la déflexion maximale de la membrane

membranes, des plaques minces (ou Kirchhoff-Love) et celle des plaques épaisses (dite de Reissner-Mindlin). Comme nous le montre la figure 6.2, le domaine de validité de chaque théorie dépend du rapport entre l'épaisseur et la largeur de la plaque.

Ainsi, suivant les dimensions des structures à étudier, il est facile de déterminer quelle théorie utilisée. Suivant l'application visée (et donc la fréquence de résonance recherchée), on peut déterminer le modèle nécessaire et suffisant pour la modélisation des cMUTs. En effet, pour des fréquences basses, typiquement sonores, on utilisera plutôt la mécanique de la membrane où la rigidité en flexion est négligeable devant la contrainte appliquée à ces bords (la mécanique de la membrane est une analogie en deux dimensions de la théorie de la corde vibrante). De même, pour des fréquences de travail très élevées (au-delà de 50MHz dans l'eau), la théorie des plaques épaisses sera préférable car elle prend en compte le cisaillement transverse de la plaque. Dans tous les autres cas, la théorie des plaques minces reste la plus adaptée (et aussi la plus simple à mettre en œuvre). On peut néanmoins remarquer que pour des grandes déflexions (supérieure à 30% de l'épaisseur globale de la plaque), il est alors nécessaire d'augmenter l'ordre de résolution du problème et donc d'utiliser les équations de Von Karman. Ce cas particulier peut s'appliquer notamment dans le cas de la transduction air où les amplitudes de déflexions sont généralement plus élevées.

Cette partie a donc pour but de présenter les différentes théories utilisable dans la modélisation de la cellule cMUT. La théorie classique des multicouches (ou stratifiée) qui est une extension de la théorie de Kirchhoff-Love est aussi introduite. En effet, la structure même de la partie mobile du cMUT (membrane+électrode) nécessite la mise en place de ce type de modèle. Afin d'exposer simplement les différentes théories, la mise en place des équations de comportement à l'équilibre statique pour chaque modèle sera établie.

6.2.2 Théorie de Kirchhoff-Love - Le modèle d'une plaque mince

La théorie des plaques minces énoncée par Love en 1888 se base sur les hypothèses de Kirchhoff initiées dans sa thèse en 1830. Elle reprend en fait la théorie des poutres d'Euler-Bernoulli étendue pour les plaques. C'est une théorie se basant sur un schéma de 1^{er} ordre du déplacement, considérant un fort rapport de forme entre l'épaisseur et les

autres longueurs de la plaque (notion de plaque mince) et considérant des petites déflexions par rapport à l'épaisseur.

6.2.2.1 Hypothèses de Kirchhoff

Les hypothèses énoncées par Kirchhoff sont les suivantes ([reference Vetsel et Krauthammer]) :

1. Le matériau de la plaque est élastique, homogène et isotrope.
2. La plaque est initialement plate.
3. La déflexion (composante normale du vecteur déplacement) du plan moyen est petite comparée à l'épaisseur de la plaque. La pente de la surface défléchie est ainsi très faible et le carré de la pente négligeable.
4. Les sections droites initialement normale au plan moyen (ou plan neutre) avant la flexion reste droite et normale au plan moyen durant la déformation et la longueur de celles-ci ne varie pas. La déformation en cisaillement transverse peut ainsi être négligée.
5. La composante de la contrainte dans la direction transversale σ_{zz} peut être négligée en comparaison aux autres composantes de la contrainte.

6.2.2.2 Formulation du problème

Pour illustrer la théorie des plaques minces, on considère ainsi une plaque d'épaisseur h petite devant les autres dimensions de la plaque. Cette plaque est faite d'un matériau isotrope de module d'Young E et de coefficient de Poisson ν . Dans cette théorie, on étudie la flexion de la plaque au niveau de son plan moyen (ou neutre) (cf. figure 6.3) .

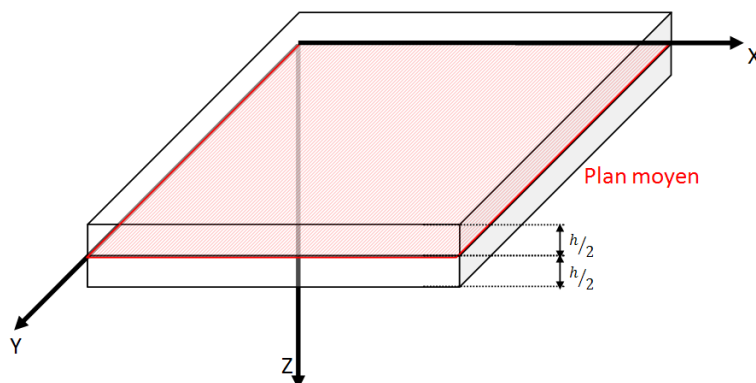


FIGURE 6.3 – Plaque mince dans le domaine cartésien

Le champ de déplacement suit un schéma du 1^{er} ordre :

$$u(x, y, z, t) = u_0(x, y, t) - z \frac{\partial w}{\partial x} \quad (6.16)$$

$$v(x, y, z, t) = v_0(x, y, t) - z \frac{\partial w}{\partial y} \quad (6.17)$$

$$w(x, y, z, t) = w(x, y, t) \quad (6.18)$$

On peut remarquer que la théorie des plaques minces est une théorie de mécanique linéaire.

6.2.2.3 Champ des déformations

On en déduit ainsi le champ des déformations suivant :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (6.19)$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \quad (6.20)$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\partial w_0}{\partial z} = 0 \quad (6.21)$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (6.22)$$

$$\gamma_{yz} = 2\epsilon_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial y} \quad (6.23)$$

$$\gamma_{xz} = 2\epsilon_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w_0}{\partial x} \quad (6.24)$$

En se référant à la quatrième hypothèse de Kirchhoff, les déformations en cisaillement transverse peuvent être négligées, ainsi

$$\gamma_{yz} = 0 \quad (6.25)$$

$$\gamma_{xz} = 0 \quad (6.26)$$

On peut alors réécrire le vecteur de déformations sous la forme suivante :

$$\epsilon = \epsilon^0(x, y) + z\kappa(x, y) \quad (6.27)$$

avec $\epsilon^0(x, y)$ la matrice des déformations en membrane telle que :

$$\epsilon^0(x, y) = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_0}{\partial x} \\ \frac{\partial v_0}{\partial x} \\ \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (6.28)$$

et $\kappa(x, y)$ la matrice des courbures telle que :

$$\kappa(x, y) = \begin{bmatrix} \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{bmatrix} \quad (6.29)$$

6.2.2.4 Champ de contraintes

On utilise la loi de Hooke généralisée pour un matériau isotrope pour en déduire le champ de contraintes.

$$\sigma(x, y) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{1 - \nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1 - \nu}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \quad (6.30)$$

6.2.2.5 Equation constitutive de la plaque mince

On choisit ensuite d'utiliser un formalisme en forces et moments résultants équivalents. Ici, on intègre suivant l'épaisseur les différentes composantes de la contrainte. Ce formalisme permet d'illustrer simplement les phénomènes car elle fait une analogie avec la mécanique du solide lorsque des forces et des moments extérieurs sont appliqués. Afin de bien comprendre la mise en œuvre de ces forces et moments, un schéma explicatif montre les différentes forces et moments appliqués dans la mécanique des milieux continus d'une plaque.

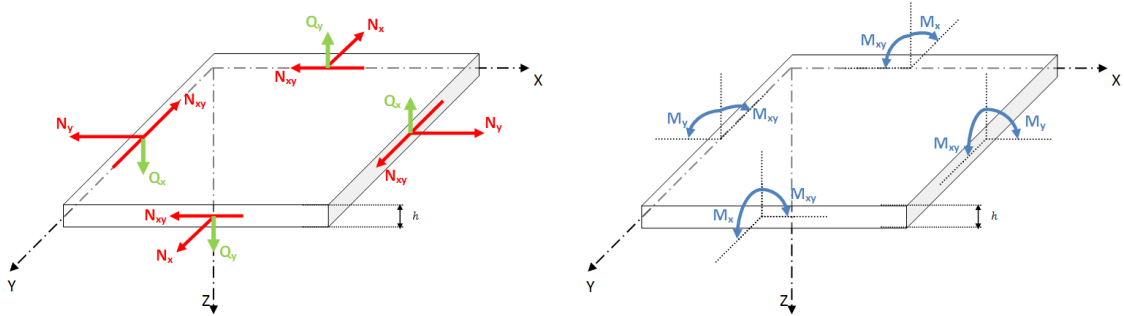


FIGURE 6.4 – Représentation schématique des résultantes en membrane (rouge), résultantes en cisaillement (vert) et des moments de flexions et torsions (bleu) appliqués à la plaque

On peut définir les composantes N_x , N_y et N_{xy} comme les résultantes par unité de longueur des contraintes normales (suivant x et y) et des contraintes de cisaillement dans le plan xy . On exprime le champ des résultantes en membrane comme :

$$N(x, y) = \begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz \quad (6.31)$$

6.2. MÉCANIQUE DE LA MEMBRANE

De même, les résultantes en cisaillement transverse Q_x et Q_y sont définies de la même manière par :

$$Q(x, y) = \begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} dz \quad (6.32)$$

Dans la théorie des plaques minces, ces résultantes sont supposées négligeable. Ainsi,

$$Q(x, y) = \begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.33)$$

On définit enfin le champ des moments résultants des contraintes exercées sur la plaque. On définit ainsi M_x et M_y comme les moments de flexions respectivement suivant les directions x et y et M_{xy} le moment de torsion. On les relie aux contraintes par l'expression suivante :

$$M_f(x, y) = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} z \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz \quad (6.34)$$

Les équations (6.30), (6.31) et (6.34) nous permettent d'établir l'équation constitutive pour une plaque mince :

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \\ M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{A} & 0 \\ 0 & \mathbf{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \\ \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \quad (6.35)$$

où

$$\mathbf{A} = \frac{Eh}{1 - \nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (6.36)$$

et

$$\mathbf{D} = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (6.37)$$

Les matrices \mathbf{A} et \mathbf{D} sont respectivement dénommées sous les termes de *matrice de rigidité en membrane* et *matrice de rigidité en flexion-torsion*. On peut remarquer que, dans le cas des plaques minces, les équations régissant les efforts en membranes sont complètement découplées de celles régissant la flexion.

De plus, si on considère un chargement transversal q , la relation fondamentale des plaques en statique s'écrit en flexion pure :

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = q \quad (6.38)$$

En injectant les expressions des matrices M_x , M_y et M_{xy} , on obtient donc l'équation d'équilibre suivante :

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) = q \quad (6.39)$$

On définit alors l'opérateur laplacien biharmonique ∇^4 tel que

$$\nabla^4 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \quad (6.40)$$

L'équation des plaques s'écrit alors

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \nabla^4 w = q \quad (6.41)$$

La mise en œuvre de cette équation peut être fait de manière analytique ou de manière numérique assez simplement.

6.2.3 Equation de Von Karman - Extension des plaques minces aux grandes déflexions

Dans cette partie, on s'attache à présenter l'adaptation de la théorie des plaques minces pour des grandes déformations [VOGL]. Pour cela, on se base sur les travaux de Von Karman (1910) et Vöpl qui proposent d'ajouter des termes supplémentaires dans la description des déformations. Ceux-ci sont appelées non-linéarités géométriques. Malgré tout, la seule hypothèse modifiée par rapport aux hypothèses de Kirchhoff est que la déflexion est de l'ordre de l'épaisseur de la plaque, les autres restant toujours valable.

L'expression du champ des déformations devient donc :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \quad (6.42)$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \quad (6.43)$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \quad (6.44)$$

$$(6.45)$$

Il est alors toujours possible de réécrire les déformations dans le même formalisme que dans l'équation (6.27) avec une modification des déformations en membrane :

$$\epsilon^0(x, y) = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \\ \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \\ \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (6.46)$$

En injectant dans l'équation constitutive (6.35) les déformations en membranes précédemment citées, on obtient ainsi les expressions suivantes des forces résultantes en membrane N_x , N_y et N_{xy} :

$$N_x = \frac{Eh}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \nu \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right) \right] \quad (6.47)$$

$$N_y = \frac{Eh}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \nu \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right) \right] \quad (6.48)$$

$$N_{xy} = \frac{Eh}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (6.49)$$

$$(6.50)$$

On peut remarquer qu'ici, les déformations en membrane sont couplées avec le déplacement en z . Ainsi, contrairement à la théorie classique des plaques minces, il est nécessaire de résoudre le système complet des équations à l'équilibre :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = q \end{cases} \quad (6.51)$$

Cette équation d'équilibre ne comprend toujours pas les efforts de cisaillements Q_x et Q_y qui sont toujours négligés dans les équations de Von Karman.

Pour résoudre ce système, il est néanmoins nécessaire d'introduire la fonction d'Airy Φ telle que

$$\begin{cases} N_x &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \\ N_y &= \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \\ N_{xy} &= -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \end{cases} \quad (6.52)$$

On peut ainsi réduire les équations d'équilibres aux systèmes de deux équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} \nabla^4 \Phi &= Eh \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] \\ \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \nabla^4 w &= q + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{cases} \quad (6.53)$$

On comprend aisément que ce système de deux équations différentielles est plus complexe à mettre en œuvre qu'un modèle classique de plaque mince. Néanmoins, certains auteurs ont réussi à l'aide d'une approche par la méthode de Galerkin à trouver les solutions d'une cellule cMUT en axisymétrie en intégrant des conditions limites de blocage[VOGL,YOUNIS]. En plus de l'extension du domaine d'étude propre à celui des plaques minces de Kirchhoff, cette approche, en intégrant une 1^{ère} non-linéarité géométrique, permet d'étudier l'impact de la non-linéarité de la mécanique sur le comportement global du cMUT.

6.2.4 Théorie des plaques épaisses - Théorie de Reissner-Mindlin

Lorsque l'épaisseur de la plaque est supérieure au dixième de sa largeur, il est alors nécessaire de prendre en compte le cisaillement transverse de la plaque. Pour cela, on ne considère alors plus que la section droite de la plaque reste perpendiculaire au plan moyen (hypothèse 4 de Kirchhoff) mais qu'elle forme des angles φ_x et φ_y avec celui-ci (voir figure 6.5). Cette théorie des plaques épaisses a été initiée par Mindlin [refMINDLIN] et Reissner [refREISSNER] qui se sont inspirés de la poutre de Timoshenko[refTIMOSHENKO].

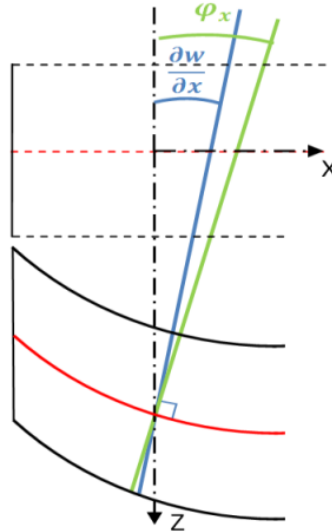


FIGURE 6.5 – Représentation schématique de l'hypothèse de Mindlin confrontée à celle de Kirchhoff

Ainsi, le champ des déformations pour les plaques de Mindlin s'écrit :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} \quad (6.54)$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \quad (6.55)$$

$$\epsilon_{zz} = 0 \quad (6.56)$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - z \left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial x} \right) \quad (6.57)$$

$$\gamma_{xz} = 2\epsilon_{xz} = -\varphi_x + \frac{\partial w}{\partial x} \quad (6.58)$$

$$\gamma_{yz} = 2\epsilon_{yz} = -\varphi_y + \frac{\partial w}{\partial y} \quad (6.59)$$

Contrairement au modèle des plaques minces, les déformations en cisaillement sont donc prises en compte. Celles-ci entraînent donc les contraintes de cisaillement σ_{xz} et σ_{yz} non-nulles dans la relation contraintes-déformations suivante.

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E}{1-\nu^2} & \frac{E\nu}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{E\nu}{1-\nu^2} & \frac{E}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{kE}{2(1+\nu)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{kE}{2(1+\nu)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{xz} \\ \gamma_{yz} \end{bmatrix} \quad (6.60)$$

On peut remarquer que ces champs de contraintes sont tout de même découplés des autres. De plus, un facteur de correction k a été introduit. Ce facteur tend à corriger le fait que l'hypothèse de contraintes de cisaillement constantes sur l'épaisseur de la plaque est en contradiction avec la condition de contrainte de cisaillement nulle sur les surfaces libres.

Pour cela, Mindlin [refMindlin], montre que ce facteur dépend du coefficient de Poisson ν dans le cas d'un matériau isotrope et qu'il varie entre 0.76 et 0.91 pour ν compris entre 0 et 0.5. Il a alors ajouté qu'il était possible d'obtenir cette dépendance de k à ν par comparaison de son modèle à la théorie de l'élasticité. Pour cela, il est nécessaire d'égaliser la fréquence du premier mode antisymétrique de cisaillement d'une plaque isotrope dans les deux modèles. Il a ainsi été montré que le facteur k était la solution du polynôme d'ordre 3 suivant :

$$k^3 - 8k^2 + \frac{8(2-\nu)k}{1-\nu} - \frac{8}{1-\nu} = 0 \quad (6.61)$$

Néanmoins, Reissner suppose, quant à lui, que la distribution des contraintes de cisaillement est parabolique. En comparant aux travaux de Mindlin, on trouve alors que $k = \frac{5}{6}$. Cette dernière proposition est l'une des plus utilisées encore aujourd'hui bien que de nombreuses études discutent encore de la valeur de ce facteur correctif. Pour remarque, il existe notamment d'autres théories ne prenant pas en compte de facteur de correction qui, généralement, augmentent l'ordre de déformation en cisaillement et complexifient fortement la résolution de ces équations au vu du gain de précision apporté. [refREDDY]

Conformément aux équations 6.32 et 6.34, on peut donc écrire les résultantes en cisaillement et les moments de flexions associés :

$$Q_x = \frac{kEh}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \varphi_x \right) \quad (6.62)$$

$$Q_y = \frac{kEh}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \varphi_y \right) \quad (6.63)$$

et

$$M_x = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \nu \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \right) \quad (6.64)$$

$$M_y = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial \varphi_y}{\partial y} + \nu \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} \right) \quad (6.65)$$

$$M_{xy} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial y} + \nu \frac{\partial \varphi_y}{\partial x} \right) \quad (6.66)$$

On écrit alors l'équation à l'équilibre prenant en compte les efforts de cisaillement :

$$\begin{cases} \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + q = 0 \\ \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + Q_x = 0 \\ \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + Q_y = 0 \end{cases} \quad (6.67)$$

Le système final à résoudre pour les plaques de Mindlin à l'équilibre est donc :

$$\begin{cases} \frac{kEh}{2(1+\nu)} \left(\nabla^2 w - \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \right) = q \\ \frac{1}{2} \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left[(1-\nu) \nabla^2 \varphi_x + (1+\nu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \right) \right] - \frac{kEh}{(1+\nu)} \left(\varphi_x - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \\ \frac{1}{2} \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left[(1-\nu) \nabla^2 \varphi_y + (1+\nu) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \right) \right] - \frac{kEh}{(1+\nu)} \left(\varphi_y - \frac{\partial w}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (6.68)$$

6.2.5 Extension des plaques minces aux plaques multicouches

Dans la plupart des structures cMUT, la membrane est composée de plusieurs couches. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (cf. techno), la partie mobile est composée de la membrane proprement dite (généralement en nitrure de silicium ou en polysilicium) sur laquelle est déposée une électrode supérieure. L'épaisseur de cette dernière n'est généralement pas négligeable devant celle de la membrane. C'est pourquoi une extension de la théorie des plaques minces pour les multicouches est présentée dans ce chapitre.

Le choix a été fait ici de présenter une extension des plaques de Love-Kirchhoff pour les multicouches [BERTHELOT] pour la simple raison qu'elle est la plus simple à mettre

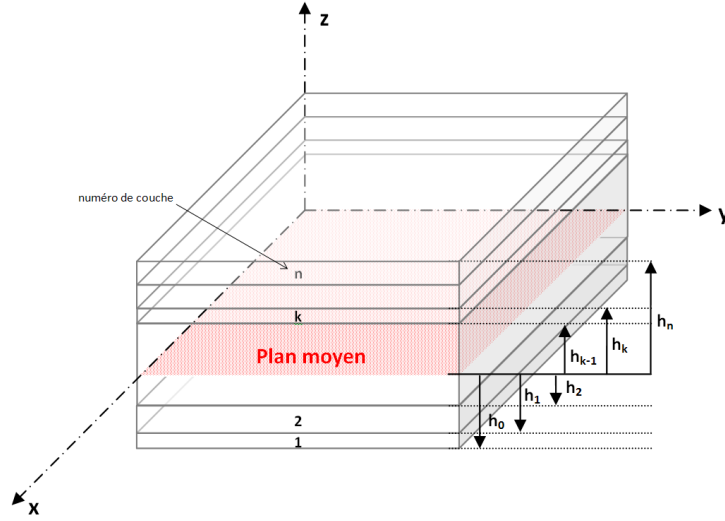


FIGURE 6.6 – Représentation schématique d'un multicouche

en œuvre. Néanmoins, il est possible d'adapter de la même manière les théories de Von Karman [VOGL] et de Reissner-Mindlin [PERCIN] pour les multicouches.

Ainsi, chaque couche du multicouche (voir schéma présenté figure 6.6) vérifie les hypothèses de Kirchhoff et le champ des déformations globales décrit le même schéma du 1^{er} ordre présenté chapitre 6.2.2.

On peut ainsi écrire le champ de contraintes dans une couche k constituée d'un matériau isotrope comme étant :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix}_k = \mathbf{Q}'_k \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \quad (6.69)$$

avec

$$\mathbf{Q}'_k = \begin{bmatrix} Q'_{11} & Q'_{12} & Q'_{16} \\ Q'_{12} & Q'_{22} & Q'_{26} \\ Q'_{16} & Q'_{26} & Q'_{66} \end{bmatrix}_k = \frac{E_k}{1 - \nu_k^2} \begin{bmatrix} 0 & \nu_k & 0 \\ \nu_k & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1 - \nu_k}{2} \end{bmatrix} \quad (6.70)$$

où E_k et ν_k sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau associé à la couche k isotrope.

La décomposition du champ des déformations en déformation en membrane et matrice de courbure reste toujours valable dans la théorie des stratifiés. On peut donc, de manière analogue, réécrire l'équation constitutive régissant les forces résultantes de membrane et les moments de flexion et de torsion.

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \\ M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{B} & \mathbf{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \\ \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \quad (6.71)$$

On définit les matrices \mathbf{A} , \mathbf{B} et \mathbf{D} telles que

$$\mathbf{A} = \sum_{k=1}^n (h_k - h_{k-1}) \mathbf{Q}'_k \quad (6.72)$$

$$\mathbf{B} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{2} (h_k^2 - h_{k-1}^2) \mathbf{Q}'_k \quad (6.73)$$

$$\mathbf{D} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{3} (h_k^3 - h_{k-1}^3) \mathbf{Q}'_k \quad (6.74)$$

La matrice \mathbf{B} est appelée *matrice de couplage membrane-flexion-torsion*. En effet, elle assure le couplage entre les efforts de membrane et les moments de flexion-torsion sur le déplacement du plan neutre. Ainsi, le découplage de ces deux phénomènes n'est possible que si cette matrice est nulle, situation correspondant au cas d'un stratifié symétrique. Néanmoins, une méthodologie de découplage jouant sur le plan d'étude des déplacements est présentée dans le chapitre 7.2.

6.3 Chargement du fluide

Le couplage entre les équations mécaniques et les équations du fluide en face-avant de la cellule cMUT est un point d'étude essentiel à la conception et à la compréhension de ces dispositifs. En effet, l'inertie du fluide influe sur le comportement dynamique du fluide en terme de fréquence centrale, bande passante mais aussi de sensibilité du capteur.

Ainsi, de nombreuses équipes ont entrepris d'intégrer dans leurs modèles ce couplage. La manière la plus simple est l'utilisation du modèle équivalent de Mason où l'impédance de rayonnement d'un piston équivalent est mis en série avec l'impédance mécanique de la membrane [ORALKAN99, ECCARDT2005, LOHFINK2005, RONNEKLEIV2008]. Cette technique est bien adaptée pour la simulation d'une seule cellule mais perd rapidement en précision dans le cas d'une population de cMUT [CARONTI2005]. Il est alors nécessaire d'utiliser des modèles de membranes distribuées où l'utilisation d'une résolution numérique est obligatoire. Ainsi, de nombreux modèles éléments finis ont été développés [BALANDRAS2002, CARONTI2002, BOZKURT2003, BAYRAM2004, BALLANDRAS2005a, BALLANDRAS2005b, EKEOM2006]. Parmi ceux-ci [CARONTI2002, BOZKURT2003, BAYRAM2004], une première démarche nécessite de mailler un volume nécessaire du fluide pour prendre en compte le rayonnement acoustique de la membrane. Cela impose d'intégrer des couches parfaitement absorbantes (PML : Perfectly Matched

6.3. CHARGEMENT DU FLUIDE

Layer) afin de réduire les rebonds de l'onde émise sur les bords du maillage. Ces modèles entraînent des temps de calcul considérable surtout dans le cas d'intégration des cellules voisines. Une autre démarche est d'intégrer des conditions aux frontières (BEM : Boundary Element Modeling)[BALLANDRAS2005a, BALLANDRAS2005b, EKEOM2006]. Le fluide n'est alors pas maillé puisque les formulations analytiques de propagation des ondes sont intégrées à la surface du cMUT. De plus, au delà du cas d'une membrane seule, il est possible d'étudier des cas de périodicité 2D.

Dans notre équipe, une solution alternative a été proposé [MEYNIER2010] et sera présentée dans le chapitre 7.5.2. Pour l'introduire, on se propose ici de présenter synthétiquement les équations de propagations dans un fluide [POTEL,LINGVALL2004].

On considère l'équation de propagation d'une onde acoustique de pression p dans un fluide compressible :

$$\nabla^2 p(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(r, t)}{\partial t^2} = f_p(r, t) \quad (6.75)$$

c est alors la vitesse de l'onde dans le fluide et f_p représente l'effet des sources de champ.

On peut alors définir la fonction de Green $G(r, t)$ comme la solution de l'équation (6.75) pour une source ponctuelle impulsionnelle telle que :

$$\nabla^2 G(r - r_0, t - t_0) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G(r - r_0, t - t_0)}{\partial t^2} = \delta(r - r_0, t - t_0) \quad (6.76)$$

Finalement, la pression due à une source arbitraire $f_p(r, t)$ peut être décomposée par la pression issue d'une somme de source ponctuelle c'est-à-dire :

$$p(r, t) = \int_{-\infty}^t \int_S \left(p(r_0, t_0) \frac{\partial G(r - r_0, t - t_0)}{\partial n} - G(r - r_0, t - t_0) \frac{\partial p(r_0, t_0)}{\partial n} \right) dS dt_0 \quad (6.77)$$

où

S est la surface sur laquelle est disposée la source,

n le vecteur normal à la surface de la source.

Cette équation est généralement identifiée sous le terme d'*équation de Helmholtz-Kirchhoff*.

Pour résoudre le problème, il est alors nécessaire de prendre en compte des hypothèses sur les conditions aux limites du problème. On considèrera pour la suite du problème être en condition de baffle rigide et en espace semi-infinie. La première de celles-ci induit sur l'expression de la fonction de Green :

$$\begin{cases} G(r - r_0, t - t_0) = \frac{\delta(t - t_0 - |r - r_0|/c)}{2\pi|r - r_0|} \\ \frac{\partial G(r - r_0, t - t_0)}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (6.78)$$

De plus, d'après la *condition de Sommerfeld* où le volume du fluide est considérée infinie, la contribution de la surface sur laquelle est disposée la source est considérée comme nulle. Seule la partie active dans l'intégrale est prise en compte. En supposant le transducteur

6.3. CHARGEMENT DU FLUIDE

comme plan, on obtient donc la proportionnalité entre la dérivée spatiale de la pression, la dérivée temporelle de la pression et la dérivée temporelle de la vitesse à la source v_n :

$$\begin{aligned}\frac{\partial p(r_0, t)}{\partial n} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial p(r_0, t)}{\partial t} \\ &= -\rho_0 \frac{\partial v_n(r_0, t)}{\partial t}\end{aligned}\quad (6.79)$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide.

En substituant (6.79) et (6.78) dans l'équation (6.77), on obtient donc l'expression intégrale de la pression connue sous le terme d'*intégrale de Rayleigh* :

$$p(r, t) = \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \int_{S_a} v_n(r_0, t_0) \frac{\delta(t - t_0 - |r - r_0|/c)}{2\pi |r - r_0|} dS_a dt_0 \quad (6.80)$$

Une grande partie des modèles développés résolvent ce problème dans des conditions de petits déplacements en chargement harmonique. On se propose donc de développer les expressions précédentes pour ce type de résolution. On considère tout d'abord que :

$$\begin{cases} u(r_0, \omega) = u_0 e^{j\omega t} \\ p(r, \omega) = p_0 e^{j\omega t} \end{cases} \quad (6.81)$$

avec $\omega = 2\pi f_0 t$ la pulsation à une fréquence d'excitation f_0 et $u(r_0, \omega)$ le déplacement de la source.

On peut alors exprimer la pression p telle que

$$p(r, \omega) = j\omega G^1(r - r_0, \omega) u(r_0, \omega) \quad (6.82)$$

avec $G^1(r, \omega)$ la fonction de Green dans l'espace (r, ω) pour une condition de baffle rigide dans un domaine semi-infini qui s'écrit :

$$G^1(r - r_0, \omega) = \frac{j\pi\rho\omega}{2} \frac{e^{-j|r-r_0|\frac{\omega}{c}}}{|r - r_0|} dS \quad (6.83)$$

où dS est la surface de la source et $|r - r_0|$ la distance source-cible.

De surcroît, on peut exprimer dans des conditions de périodicités 2D, la fonction de Green périodique $G^{2D}(r - r_0, \omega)$:

$$G^{2D}(\vec{r}, \omega) = \sum_{n \in S} \sum_{m \in S} G(r - \vec{r}_0 + n\vec{X}_0 + m\vec{Y}_0, \omega) \quad (6.84)$$

avec

$$\begin{cases} \vec{X}_0 = d_x \vec{i} \\ \vec{Y}_0 = d_y \vec{j} \end{cases} \quad (6.85)$$

d_x et d_y étant respectivement la distance entre les sources sur les axes \vec{i} et \vec{j} .

Afin de pouvoir intégrer numériquement cette fonction, une décomposition en onde plane permet d'obtenir la décomposition de Bloch-Floquet de la fonction de Green 2D périodique dans l'espace des ondes planes (\vec{k}, ω) :

$$\begin{cases} G^{2D}(\vec{r}, \omega) = \sum_{n \in S} \sum_{m \in S} \tilde{G}(\vec{k}_{mn}, \omega) e^{-j\vec{k}_{mn}\vec{r}} \\ \vec{k}_m n = n\vec{k}_{X_0} + m\vec{k}_{Y_0} \\ \tilde{G}(\vec{k}_{mn}, \omega) = \frac{\omega \rho}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \end{cases} \quad (6.86)$$

où $k_{X_0} = \frac{2\pi}{d_x} \vec{i}$ et $k_{Y_0} = \frac{2\pi}{d_y} \vec{j}$.

L'implémentation de ces formules sera présentée dans le chapitre 7.5.2.

6.4 Influence de la cavité arrière

6.4.1 Description et modélisation du phénomène

Lorsqu'un film fluide se trouve piéger entre une plaque fixe et une plaque mobile, une force s'opposant au mouvement de la structure est produite par le fluide. On appelle ce phénomène "amortissement de la cavité arrière" ou selon l'anglicisme "squeeze film damping". Ce type de phénomène est très courant dans tous les micro-systèmes [PRA-TAP2007, VEIJOLA95, BAO2007]. Il dépend d'une part des dimensions physiques de la cavité c'est-à-dire la longueur, la largeur de la structure et aussi l'épaisseur de la cavité remplie du fluide. Les conditions du fluide que sont la pression ambiante, la température et le coefficient de viscosité dynamique du fluide et enfin la vitesse de la plaque mobile entrent aussi en jeu dans ce phénomène.

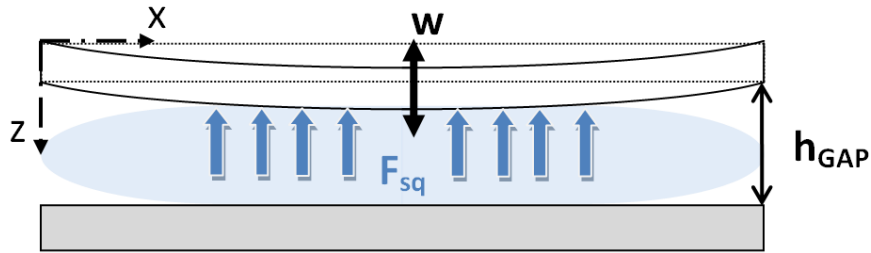


FIGURE 6.7 – Amortissement de la cavité arrière entre 2 plaques parallèles

Pour étudier ce phénomène on suppose que l'équation de Navier-Stokes est valide ce qui entraîne les hypothèses suivantes :

1. Le fluide suit un écoulement de Stokes (terme d'inertie négligeable devant la viscosité).

6.4. INFLUENCE DE LA CAVITÉ ARRIÈRE

2. L'écoulement du fluide aux bords des plaques est supposé parabolique (équation de Poiseuille).
3. Il existe un fort aspect-ratio entre l'épaisseur du film et la largeur/longueur de la cavité.
4. La pression est homogène entre les plaques.
5. Le gaz obéit à la loi des gaz parfaits.
6. Le système est isotherme.

On peut alors introduire l'équation de Reynolds qui décrit la variation de pression dans la cavité. Cette équation est en fait la linéarisation de l'équation générale dans le cas d'un système isotherme (équation (6.87)).

$$\frac{12\eta}{P_a h_{GAP}^3} \left(h_{GAP} \frac{\partial p}{\partial t} - P_a \frac{\partial w}{\partial t} \right) = \nabla^2 p \quad (6.87)$$

avec

- P_a la pression ambiante,
- p la variation de pression dans la cavité,
- η le coefficient de viscosité dynamique du fluide,
- w le déplacement en z de la plaque mobile,
- h_{GAP} la hauteur de la cavité,
- ∇^2 l'opérateur Laplacien.

Dans le cas des micro-systèmes, il est toutefois important de vérifier si nous sommes en situation de gaz raréfié. En effet, lorsque l'espace moyen d'une molécule du fluide λ est significatif devant l'épaisseur du film, il est nécessaire de prendre en compte le glissement de ces molécules et alors, ni l'équation de Navier-Stokes ni l'équation de Reynolds ne restent valides.

Ainsi, le nombre de Knudsen K_n défini par le rapport entre l'espace libre moyen d'une molécule du fluide sur la hauteur de gap permet de vérifier cette propriété. Si $K_n < 1/100$, les équations restent valable. Si par contre $K_n > 1$, il est alors nécessaire d'utiliser des modèles de "molécules libres" comme par exemple le modèle de Christian [refBAO2007]. Entre ces deux domaines, on introduit une viscosité effective inférieure à la viscosité du fluide afin de prendre en compte le glissement des molécules. Ils existent alors de nombreuses expressions de la viscosité effective basées sur des lois empiriques ou extraites de l'expérimentation. Nous citerons ici les deux plus utilisées :

l'une, empirique, proposée par Veijola et al.[VEIJOLA95] :

$$\eta_{eff} = \frac{\eta}{1 + 9.658 K_n^{1.159}} \quad (6.88)$$

l'autre basée sur les expérimentations de Andrews et al., proposée par Li[refLI] :

$$\eta_{eff} = \frac{\eta}{1 + 6.8636 K_n^{0.9906}} \quad (6.89)$$

De l'équation (6.87), on peut extraire analytiquement la solution pour une plaque rectangulaire encastrée en ces bords en régime harmonique. La solution est alors composée

d'une force de rappel F_d en phase avec le déplacement et une force d'amortissement F_s en phase avec la vitesse de la plaque [refVEMURI2000].

$$F_d = A \frac{64\sigma P_a l L}{\pi h_{GAP}} \sum_{\substack{m,n \\ \text{impair}}} \frac{m^2 + n^2 c^2}{(mn)^2 \left((m^2 + n^2 c^2)^2 + \sigma^2 / \pi^4 \right)} \quad (6.90)$$

$$F_s = A \frac{64\sigma^2 P_a l L}{\pi^8 h_{GAP}} \sum_{\substack{m,n \\ \text{impair}}} \frac{1}{(mn)^2 \left((m^2 + n^2 c^2)^2 + \sigma^2 / \pi^4 \right)} \quad (6.91)$$

où

- l la largeur de la cavité,
- L la longueur de la cavité,
- c le rapport l/L ,
- A l'amplitude du déplacement,
- σ le "squeeze number".

On définit le "squeeze number" tel que :

$$\sigma = \frac{12\eta_{eff} w^2 \omega}{P_a h_{GAP}} \quad (6.92)$$

avec ω la fréquence angulaire de l'oscillation de la membrane.

A partir de ce paramètre, il est ainsi assez facile de voir quelle force est prédominante sur l'autre. Lorsque le squeeze number est supérieur à 10, la force de rappel est prédominante alors que sinon, le mouvement est amorti par la cavité. (voir figure 6.8)

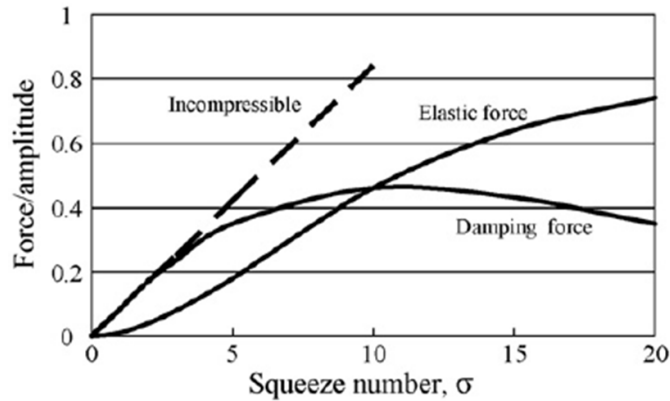


FIGURE 6.8 – Impact du "squeeze number" sur la répartition des phénomènes de cavité

6.4.2 Exemple d'application et conclusions

Pour mieux se rendre compte de l'impact de cet effet sur le fonctionnement d'une cellule cMUT, on se propose d'étudier un cas précis de géométrie. Le choix de cet exemple

s'est tourné vers un cMUT pour applications de propagation dans l'air, donc inférieur à 1 MHz (voir chapitre 3.1). Pour cela, une membrane carrée de $125\ \mu\text{m}$ de côté et de 500nm d'épaisseur en Nitrure de Silicium est simulée. Une résolution en chargement harmonique sans prise en compte de l'effet de la cavité nous fournit une fréquence de résonance autour de 500 kHz (figure 6.9). On suppose une épaisseur de cavité de 500nm. Cette configuration induit la nécessité de l'équilibre des pressions extérieure/intérieure de la cavité. En effet, la pression atmosphérique à elle seule suffit à défléchir la membrane jusqu'au fond de la cavité.

On peut donc calculer le nombre de Knudsen tel que $\lambda = 70\text{nm}$ et $h_{GAP} = 500\text{nm}$.

$$K_n = \frac{\lambda}{h_{GAP}} = 0.14 > \frac{1}{100} \quad (6.93)$$

On est donc ici dans le cas d'un gaz raréfié. En appliquant l'expression de la viscosité effective de Veijola, on trouve $\eta_{eff} = 9.30.10^{-6}$. De même, on calcule le "squeeze number" pour une fréquence angulaire $\omega = 2\pi \times 500\ \text{kHz}$,

$$\sigma = 224.40 \quad (6.94)$$

On se retrouve donc dans le cas où le fluide de la cavité peut être considéré comme compressible. Ainsi, l'effet prédominant va être d'augmenter la fréquence de résonance de la cellule cMUT.

Afin d'étudier plus précisément cet exemple, on se propose d'utiliser une modélisation par éléments finis avec le logiciel COMSOL Multiphysics®. Celui-ci intègre l'amortissement du fluide à l'aide des équations posées par Veijola [refBAO2007]. La résolution du problème se fait par chargement harmonique de la cellule entre 0 et 2.5MHz (figure 6.9).

Pour affiner l'étude de ce phénomène, on se propose de regarder l'impact de la hauteur de cavité sur la réponse fréquentielle. En plus de la hauteur de cavité initiale, les réponses harmoniques pour des hauteurs de 1, 2 et 3 microns sont calculées. On observe, comme prévu, que la fréquence de résonance, est fortement augmentée par les effets de la cavité arrière (autour de 2MHz pour la hauteur de 500nm). De plus, pour diminuer ces effets, il est nécessaire d'atteindre une hauteur de cavité de 3 microns ce qui, technologiquement est très difficile (en micro-usinage de surface, il est généralement préférable que la hauteur de cavité soit inférieure à l'épaisseur de cavité).

Nous avons donc vu l'impact de ce type de phénomène sur le comportement dynamique des cMUTs. Evidemment, des solutions existent pour réduire cet effet, comme l'augmentation de la taille de la cavité ou la perforation de la face avant ou arrière de la membrane afin de laisser l'air libre [refBUHRDORF2000]. Cette dernière proposition a d'ailleurs fait l'objet de nombreuses études par modélisation [VEIJOLA2005,PANDEY2006,VEIJOLA2006]. Néanmoins, aux vues des difficultés de mise en œuvre des solutions au niveau des procédés de fabrication, on s'attachera généralement à conserver une cavité sous vide pour éviter ces effets.

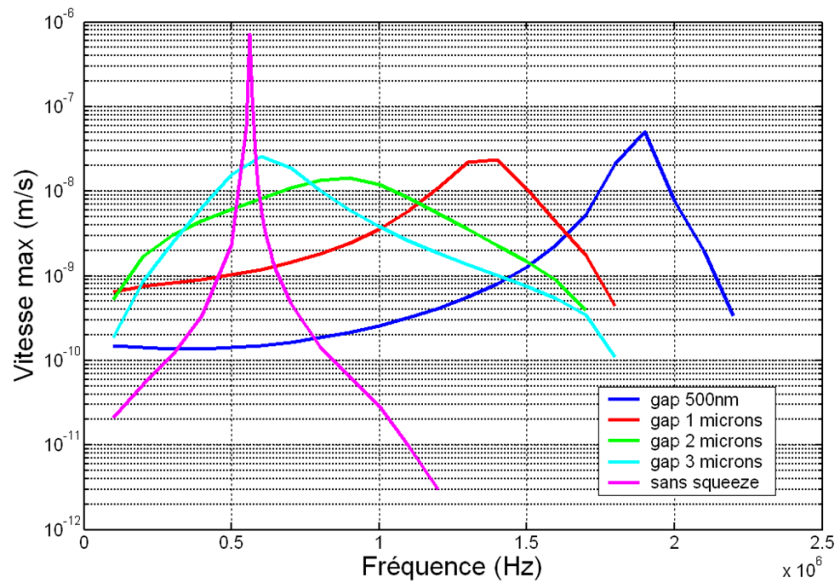


FIGURE 6.9 – Réponse en fréquence de la vitesse de la membrane pour différentes configurations

Chapitre 7

Description et étude du modèle en différence finie

7.1 Introduction - Choix du type de modèle

Dans les deux premières parties de ce chapitre, les différentes stratégies de modélisation faites par les équipes de recherches travaillant sur la technologie cMUT ont été présentées. De plus, un inventaire des différents phénomènes physiques étant en jeu dans le fonctionnement des cMUTs a été exposé dans la deuxième partie.

Ainsi, la stratégie de modélisation que nous avons choisi est un parti pris entre modélisation numérique et modélisation analytique[CERTON2005]. D'un point de vue mécanique, le choix s'est porté sur une modélisation numérique de type "plaque multicouche de Kirchhoff" (cf. 6.2.5) résolue avec un schéma en différence finie. Il s'est fait notamment aux vues des applications visées dans notre équipe de recherche. En effet, la majorité de nos applications étant médicale, les fréquences de résonances sont comprises généralement entre 1 MHz et 20MHz dans l'eau ce qui engage un fort aspect-ratio entre largeur et épaisseur de membrane. De plus, notre choix s'est limité à l'ordre des petites déformations car la hauteur de cavité des cellules (et donc le déplacement maximal de la membrane) peut être considéré petite devant l'épaisseur totale des membranes (de l'ordre de 200nm pour 800nm d'épaisseur de membrane). Du point de vue de l'électrostatique, une simple hypothèse de condensateur-plan pour chaque nœud du maillage a été prise en compte.

7.2 Équations mises en œuvre dans le modèle

Dans notre modèle, la membrane du cMUT est discriminée en deux zones distinctes (voir figure 7.1) : la zone I correspond à la partie non-métallisée et la zone II à la partie membrane+électrode. Chaque zone peut être considérée comme un empilement de n -couches. En pratique, la zone I sera composée d'une à deux couches (la deuxième correspondant à une couche de protection du cMUT) et la seconde de deux à trois couches (membrane, électrode et couche de protection). Nous avons vu dans le chapitre 6.2.5 qu'en première

7.2. ÉQUATIONS MISES EN ŒUVRE DANS LE MODÈLE

approche, il n'était pas possible de dissocier les équations d'effort en membrane de ceux en flexion pure. Afin d'alléger au maximum le calcul, la démarche utilisée ici est de trouver le plan du multicouche où le couplage effort de membrane/moment de flexion s'annule. Par abus de langage, celui-ci sera identifié sous la dénomination de "plan neutre" dans la suite de la démonstration.

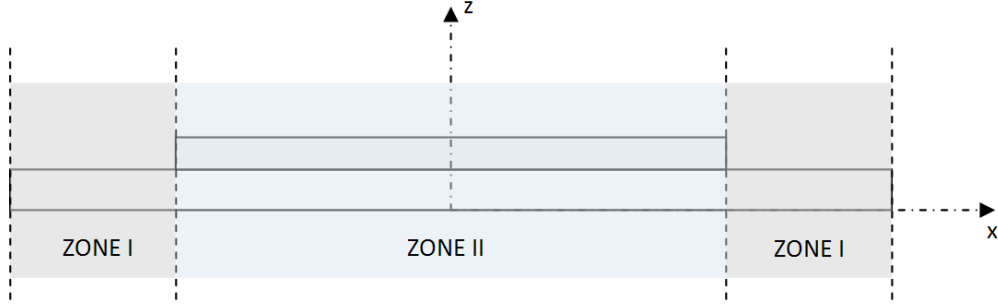


FIGURE 7.1 – Discrimination des différentes zones d'étude du cMUT pour le modèle mécanique

Ainsi, on intègre au champ des déplacements le plan de cote z_n tel que :

$$u(x, y, z, t) = u_0(x, y, t) - (z - z_n) \frac{\partial w}{\partial x} \quad (7.1)$$

$$v(x, y, z, t) = v_0(x, y, t) - (z - z_n) \frac{\partial w}{\partial y} \quad (7.2)$$

$$w(x, y, z, t) = w(x, y, t) \quad (7.3)$$

On peut alors écrire le moment résultant tel que

$$M_f = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n) Q'_k \epsilon_m(x, y) + \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n)^2 Q'_k \kappa(x, y) \quad (7.4)$$

$$= M_1 + M_2 \quad (7.5)$$

Les deux composantes M_1 et M_2 du moment résultant peuvent s'écrire en fonction des matrices \mathbf{A} , \mathbf{B} et \mathbf{D} de l'équation (6.71) :

$$M_1 = \mathbf{B} \epsilon_m(x, y) - z_n \mathbf{A} \epsilon_m(x, y) \quad (7.6)$$

$$M_2 = \mathbf{D} \kappa(x, y) - 2z_n \mathbf{B} \kappa(x, y) + z_n^2 \mathbf{A} \kappa(x, y) \quad (7.7)$$

L'insertion de ces deux expressions dans l'équation-bilan de la plaque en flexion pure (6.38) permet de séparer en deux parties l'équation

$$\underbrace{\frac{\partial^2 M_{1x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{1y}}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{1xy}}{\partial x \partial y}}_1 + \underbrace{\frac{\partial^2 M_{2x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{2y}}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{2xy}}{\partial x \partial y}}_2 = q \quad (7.8)$$

On cherche alors à annuler la partie **1** de cette équation. Le plan z_n correspondant pour un empilement de couches isotropes est

$$z_n = \frac{B_{11}}{A_{11}} \quad (7.9)$$

En réinjectant l'expression de z_n dans l'expression de M_2 , on obtient

$$M_2 = \mathbf{D}\kappa(x, y) - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}\mathbf{B}\kappa(x, y) + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 \mathbf{A}\kappa(x, y) \quad (7.10)$$

L'équation-bilan est donc alors réduite à l'expression suivante

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(D'_{66} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) = q \end{aligned} \quad (7.11)$$

avec

$$\mathbf{D}' = \begin{bmatrix} D'_{11} \\ D'_{12} \\ D'_{66} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{11} - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}B_{11} + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 A_{11} \\ D_{12} - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}B_{12} + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 A_{12} \\ \frac{D'_{11} - D'_{12}}{2} \end{bmatrix} \quad (7.12)$$

De même, le principe fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(D'_{66} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) - m_{eq} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \quad (7.13)$$

où m_{eq} est la masse surfacique équivalente :

$$m_{eq} = \sum_k (h_k - h_{k-1}) \rho_k \quad (7.14)$$

et ρ_k la masse volumique de la k -ième couche.

7.3 Schéma numérique

La méthode des différences finies (souvent identifiée sous l'anglicisme FDM pour "Finite Difference Method") est une méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Elle s'appuie sur la discrétisation des opérateurs de différentiations sur un maillage donné aux travers des approximations de Taylor des dérivées partielles. La simplicité de cette méthode (notamment face aux Eléments Finis) entraîne néanmoins la nécessité de structures géométriques simples à modéliser. Les cellules cMUTs étant parfaitement dans ce cadre de géométries simples (carré, rectangle, cercle, hexagone), la FDM est donc particulièrement bien adaptée pour leurs études.

7.3.1 Mise en place du schéma numérique

La mise en place du schéma numérique pour la membrane du cMUT se fait tout d'abord par la substitution de l'équation du comportement de celle-ci (équation (7.11)) par une approximation linéaire en chaque point du maillage. Pour cela, il faut d'abord définir les différents opérateurs de dérivées seconde qui seront nécessaires c'est-à-dire les opérateurs de dérivées secondes. Ainsi, si on considère un point $M_{(x,y)}$ du maillage, on définit par approximation de Taylor :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} M_{(x,y)} = \frac{M_{(x-1,y)} - 2M_{(x,y)} + M_{(x+1,y)}}{2\Delta_x} \quad (7.15)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} M_{(x,y)} = \frac{M_{(x,y-1)} - 2M_{(x,y)} + M_{(x,y+1)}}{2\Delta_y} \quad (7.16)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} M_{(x,y)} = \frac{M_{(x+1,y+1)} + M_{(x+1,y-1)} - M_{(x-1,y+1)} - M_{(x-1,y-1)}}{4\Delta_x \Delta_y} \quad (7.17)$$

avec

- Δ_x le pas du maillage sur l'axe x,
- Δ_y le pas du maillage sur l'axe y.

Les matrices opérateurs associées aux linéarisations des dérivées secondes en x, en y et croisée seront par la suite dénommées respectivement $[m_{xx}]$, $[m_{yy}]$ et $[m_{xy}]$. Pour la cellule cMUT, on considère un maillage de N -points tel que représenté dans la figure 7.2.

Ainsi, les matrices opérateurs reliant chacun des points entre-eux sont des matrices de dimension $N \times N$ points. D'après l'équation (7.11), on peut donc construire un opérateur de raideur $[K]$ tel que

$$[K][W] = [Q] \quad (7.18)$$

avec $[W]$ le vecteur de déplacement en z et $[Q]$ le vecteur de chargement extérieur en chaque point tous les deux de dimension N

La matrice de raideur $[K]$ est quant à elle définie par :

$$[K] = [m_{xx}] ([D'_{11}][m_{xx}] + [D'_{12}][m_{yy}]) + [m_{yy}] ([D'_{11}][m_{yy}] + [D'_{12}][m_{xx}]) + 2[m_{xy}] \left(\frac{[D'_{11}] - [D'_{12}]}{2} [m_{xy}] \right) \quad (7.19)$$

où les vecteurs $[D'_{11}]$ et $[D'_{12}]$ sont les matrices diagonales de dimensions $N \times N$ correspondant aux opérateurs \mathbf{D}' définis dans l'équation (7.12). Les valeurs de ces vecteurs varient suivant l'appartenance à une des deux zones (zone I pour non-métallisée ou zone II pour métallisée) définies dans le schéma 7.1. D'un point de vue intégration numérique, l'opérateur de raideur $[K]$ fait intervenir un schéma de largeur 5 points de voisinage comme le montre la figure 7.3.

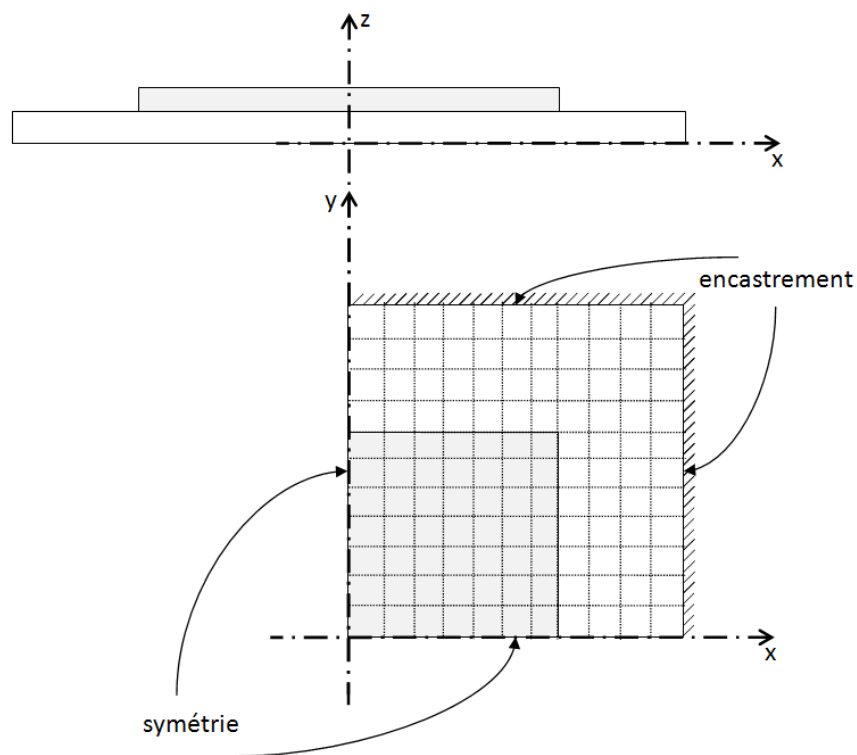


FIGURE 7.2 – Schéma numérique de la cellule cMUT modélisée

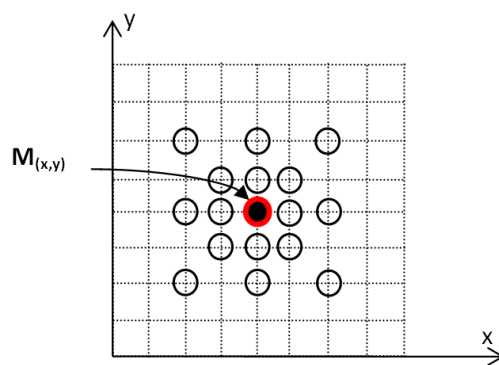


FIGURE 7.3 – Intégration numérique de la matrice de raideur $[K]$

7.3.2 Conditions limites

Il nous reste désormais à incorporer dans le modèle les conditions de bords. Comme représenté dans la figure 7.2, seul un quart de la membrane est modélisé afin de réduire les temps de calculs. Cette hypothèse limite la résolution des modes non-symétriques pour un problème aux valeurs-vecteurs propres. Toutefois, d'un point de vue pratique, on s'intéresse

7.3. SCHÉMA NUMÉRIQUE

généralement seulement au premier mode de résonance (mode 11) pour le fonctionnement de ces capteurs.

Les conditions limites dans notre modèle sont de deux types : condition d'encastrement (ou blocage) et de symétrie. L'intégration de ces conditions se fait sur le schéma de l'opérateur $[K]$.

Pour une condition de blocage, on considère les hypothèses suivantes :

- le déplacement w est nul,
- la dérivée du déplacement est nulle.

Pour une condition de symétrie, on considère l'hypothèse suivante :

- la dérivée du déplacement est nulle.

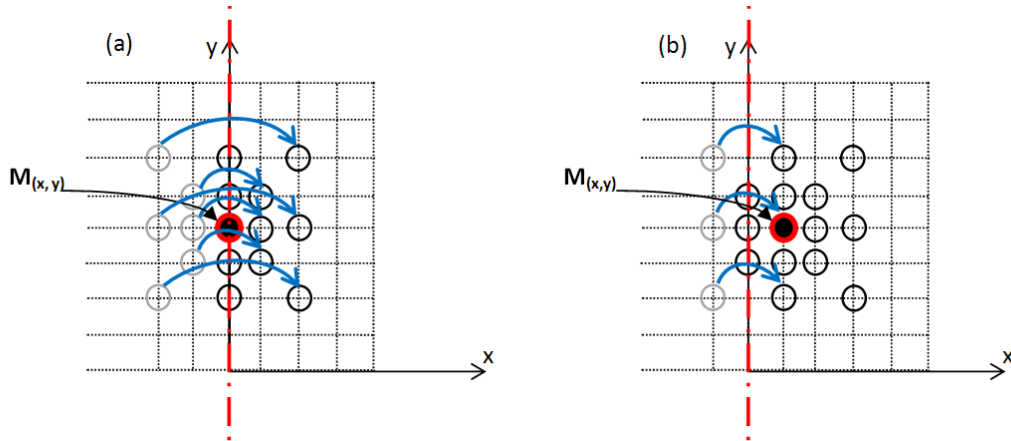


FIGURE 7.4 – Condition de symétrie appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$

L'intégration des conditions limites sur l'opérateur K est schématisé sur la figure 7.4 dans le cas particulier d'une symétrie d'axe y (bord droit) et sur la figure 7.5 pour la condition d'encastrement en y (bord gauche). Pour la condition de symétrie, si l'on considère les points appartenant à l'axe de symétrie (cas de la figure 7.4-(a)), afin de traduire l'annulation de la dérivée en w sur y , les valeurs des points fictifs n'appartenant pas au maillage (gris sur la figure) sont reportées sur leurs symétriques. De plus, le schéma numérique de K faisant intervenir 5 "voisins", il est nécessaire d'intervenir sur les points voisins de l'axe (figure 7.4-(b)). Pour annuler la dérivée, le même type d'opération que précédemment est effectué.

Pour la condition d'encastrement, les points appartenant à l'encastrement en tant que tel étant nulle, ils ne sont pas maillés. Il est juste nécessaire de modifier les points de la colonne voisine de la même manière que pour la condition de symétrie (figure 7.5). Afin d'annuler la dérivée suivant Y , on reporte les valeurs des points fictifs sur leurs symétriques.

7.4. COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE "ELÉMENTS FINIS" (FEM) ET LE MODÈLE DÉVELOPPÉ EN DIFFÉRENCE FINIE (FDM)

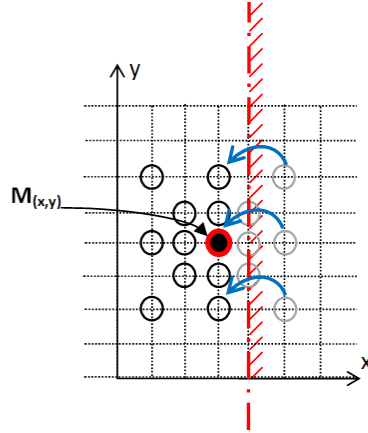


FIGURE 7.5 – Condition d'encastrement appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$

7.4 Comparaison entre le modèle "Eléments Finis" (FEM) et le modèle développé en différence finie (FDM)

Dans cette partie, une comparaison entre le modèle décrit ci-dessus avec un modèle développé en "Eléments Finis" (que l'on identifiera dans la suite du document par l'acronyme FEM pour "Finite Element Model") à partir du logiciel commercial COMSOL Multiphysics®. Le modèle FEM est un modèle basé sur la théorie de l'élasticité générale pour les grandes déformations et ne faisant donc pas d'hypothèse initiale de la mécanique. Ainsi, cette comparaison permet d'une part de valider le modèle FDM en tant que tel et d'autre part, d'identifier les domaines de validité de ce dernier.

7.4.1 Présentation du modèle "Eléments Finis"

Afin d'étudier et de valider notre modèle, un modèle FEM a été élaboré. Ce modèle a été créé à partir du module MEMs de COMSOL Multiphysics et plus particulièrement dans le module mécanique de celui-ci[refManuelComsol]. La physique utilisée est ici une physique Lagrangienne quadratique intégrant les grandes déformations. De plus, pour éviter toutes hypothèses simplificatrices, le choix s'est porté sur une modélisation 3-D de la membrane. Comme nous pouvons le voir sur la figure 7.6, le modèle est constitué de la membrane proprement dite et de l'électrode recouvrant partiellement cette dernière.

De plus, les conditions de bords imposées sont les mêmes que dans le modèle FDM : chaque bord de membrane est considéré encasté. Le maillage choisi est un maillage extrudé permettant des temps de calcul réduit pour un résultat à priori aussi précis dans notre cas qu'un maillage tétraédrique classique. Deux types de résolutions ont été utilisés dans notre étude : résolution des fréquences propres et résolutions statique où une pression homogène sur toute la membrane est appliquée.

7.4. COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE "ÉLÉMENTS FINIS" (FEM) ET LE MODÈLE DÉVELOPPÉ EN DIFFÉRENCE FINIE (FDM)

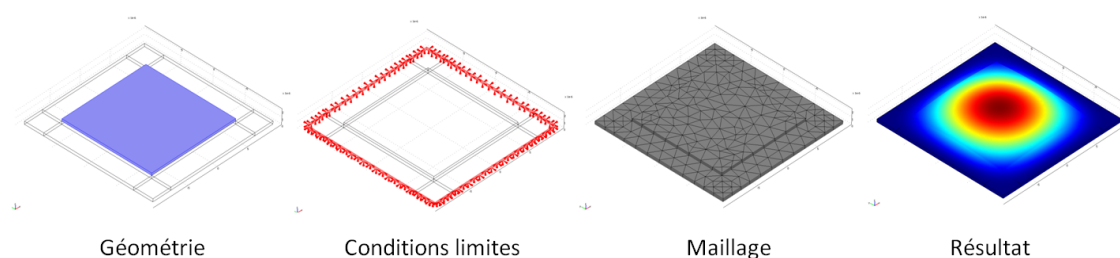


FIGURE 7.6 – Construction du modèle FEM sous Comsol Multiphysics®

7.4.2 Cas d'un monocouche

Le premier cas étudié est le cas le plus simple : celui d'une membrane seule. On est donc ici dans l'application directe des plaques minces de Kirchhoff pour le modèle "Différence Finie". Cette étape permet de valider l'intégration des équations, la construction du schéma numérique et les limites de validités trouvées ultérieurement dans la bibliographie (voir chapitre 6.2). Pour cela, une membrane carré est simulée. Ses caractéristiques initiales en terme de mécanique et géométriques sont décrites dans le tableau 7.1. Celles-ci ont été choisi afin de s'approcher de celles utilisées pour des cas réels de cellules cMUTs fabriquées avec le procédé présenté précédemment (2.4). Ainsi, les caractéristiques mécaniques sont proches de celles d'un Nitrure de Silicium.

Caractéristiques	Valeur
Largeur l_{mb}	20 μm
Épaisseur h_{mb}	400 nm
Module d'Young E_{mb}	200 GPa
Coefficient de Poisson ν_{mb}	0.22
Masse volumique ρ_{mb}	3000 kg/m ³

TABLE 7.1 – Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée

La première partie de cette étude consiste à faire varier l'épaisseur de la membrane et d'observer en sortie les fréquences de résonances obtenues avec les deux modèles (figure 7.7) . Cette étude permet d'identifier le domaine de validité d'une plaque mince.

Pour déterminer le domaine de validité, on considère que l'erreur relative du modèle FDM en fonction du modèle FEM doit être inférieure à 10%. cette limite a été choisie au vue de la précision nécessaire pour la fabrication des dispositifs. La figure 7.7 montre une bonne correspondance des deux modèles pour une large gamme d'épaisseur (jusqu'à 2 microns) ce qui, en terme de rapport largeur sur épaisseur, offre à priori un domaine de validité bien plus grand que celui annoncé dans la littérature (Chapitre 6.2). On peut donc en conclure que, pour la plupart des cMUTs aujourd'hui fabriqués, le modèle des plaques minces semble suffisant à les modéliser.

La deuxième partie de cette étude consiste à identifier le domaine de validité du modèle dans son hypothèse de petites déformations. Pour cela, on applique une pression uniforme sur l'ensemble de la membrane entre 0 et 10 MPa et les déflexions obtenues avec les deux

7.4. COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE "ELÉMENTS FINIS" (FEM) ET LE MODÈLE DÉVELOPPÉ EN DIFFÉRENCE FINIE (FDM)

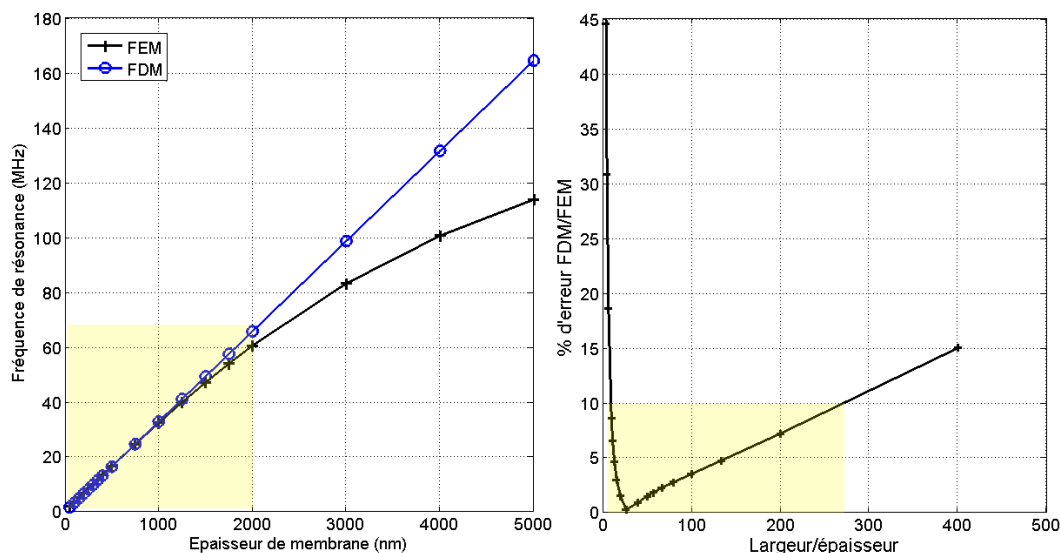


FIGURE 7.7 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en plaque mince

modèles sont comparées (voir figure 7.8).

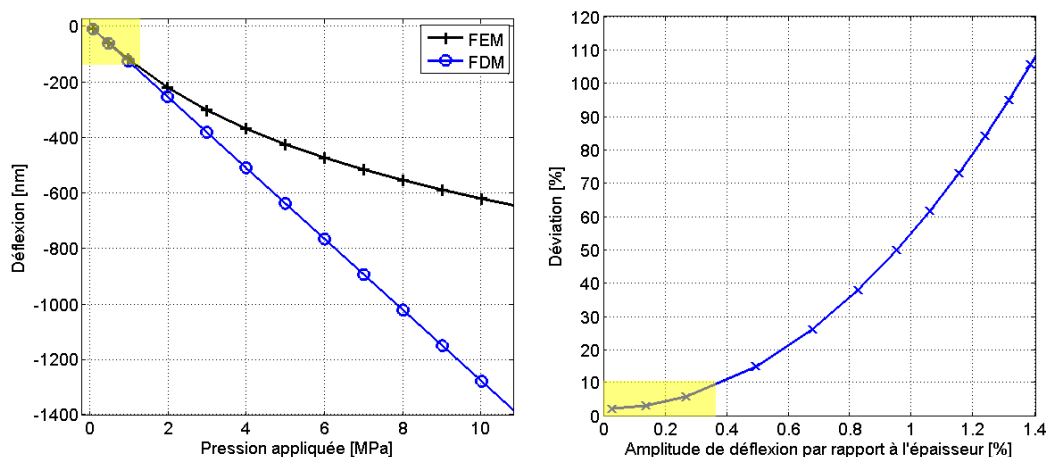


FIGURE 7.8 – Variation de la déflexion en fonction de la pression appliquée sur la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en petite déformation

Il est nécessaire de rappeler que le modèle éléments finis comprend dans ses équations un terme de non-linéarité géométriques qui lui permet de calculer les grandes déformations (cf. équation de Von Karman chapitre 6.2.3) ce qui n'est pas le cas de notre modèle.

7.4. COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE "ELÉMENTS FINIS" (FEM) ET LE MODÈLE DÉVELOPPÉ EN DIFFÉRENCE FINIE (FDM)

Classiquement, il est usuel de limiter le domaine des petites déformations entre 20 et 30% de l'épaisseur de la plaque. Tout comme dans la première étude, on considère qu'une erreur relative de 10% est acceptable pour notre modèle. On voit ici que le domaine préalablement discriminé est confirmé par la comparaison des deux modèles. Ici, on voit que la déflexion en fonction de la pression appliquée pour le modèle FDM est linéaire ce qui n'est pas le cas dans le cadre des grandes déformations. Ainsi, il semble nécessaire de limiter à 30% de l'épaisseur l'étude des déflexions et celle qui en découle (c'est-à-dire tension de collapse, comportement dynamique non-linéaire, etc.). Nous verrons que cette hypothèse de petites déformations peut être sujet à discussion dans certains cas (voir chapitre collapse dynamique et corrélation mesure/modèle temps).

7.4.3 Cas d'un bicouche

Cette deuxième étude consiste à valider les équations et leurs intégrations numériques de la théorie classique des multicouches présentées dans les chapitres 6.2.5 et 7.2. En premier lieu, on se propose d'étudier une membrane totalement métallisée ayant les caractéristiques mécaniques présentées dans le tableau 7.2. On reconnaîtra ici pour l'électrode, les caractéristiques mécaniques de l'aluminium, matériau qui est aujourd'hui le plus utilisé pour la métallisation des membranes des cMUTs.

Caractéristiques	Membrane	Electrode
Largeur	$l_{mb} = 20 \mu\text{m}$	$l_{el} = 14 \mu\text{m}$
Epaisseur	$h_{mb} = 400 \text{ nm}$	$h_{el} = 300 \text{ nm}$
Module d'Young	$E_{mb} = 200 \text{ GPa}$	$E_{el} = 70 \text{ GPa}$
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.22$	$\nu_{el} = 0.35$
Masse volumique	$\rho_{mb} = 3000 \text{ kg/m}^3$	$\rho_{el} = 2700 \text{ kg/m}^3$

TABLE 7.2 – Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée dans le cas du multicouche

Ainsi, pour la première partie de cette validation, on considère un bicouche total où l'on fait varier l'épaisseur de l'électrode (couche supérieure du bicouche) entre 50 et 1500 nm (figure 7.9). Ce choix permet de vérifier si le domaine de validité identifié dans la partie précédente est toujours valable dans le cas d'un bicouche. En sortie, on compare les fréquences de résonances obtenues avec les deux modèles.

Cette confrontation montre que le modèle multicouche suit bien les observations faites sur un monocouche. On obtient ainsi un domaine de validité sensiblement équivalent à celui observé en plaque monocouche mince. On peut donc en conclure que l'intégration du multicouche n'altère pas la précision du modèle différence finie dans le cas d'un pur bicouche.

Il est maintenant nécessaire de vérifier si l'incorporation d'une discontinuité dans la plaque (cas correspondant le plus à la réalité géométrique de la cellule cMUT) permet de garder la précision escomptée pour notre modèle. Pour cela, la fréquence de résonance et la déflexion initiale sont tracées en fonction du taux de métallisation surfacique pour 3 épaisseurs d'électrode différentes (cf. figure 7.10). On entend par déflexion initiale la déflexion de la membrane induite par l'application de la pression atmosphérique ($P_{atm} = 10^5$

7.4. COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE "ELÉMENTS FINIS" (FEM) ET LE MODÈLE DÉVELOPPÉ EN DIFFÉRENCE FINIE (FDM)

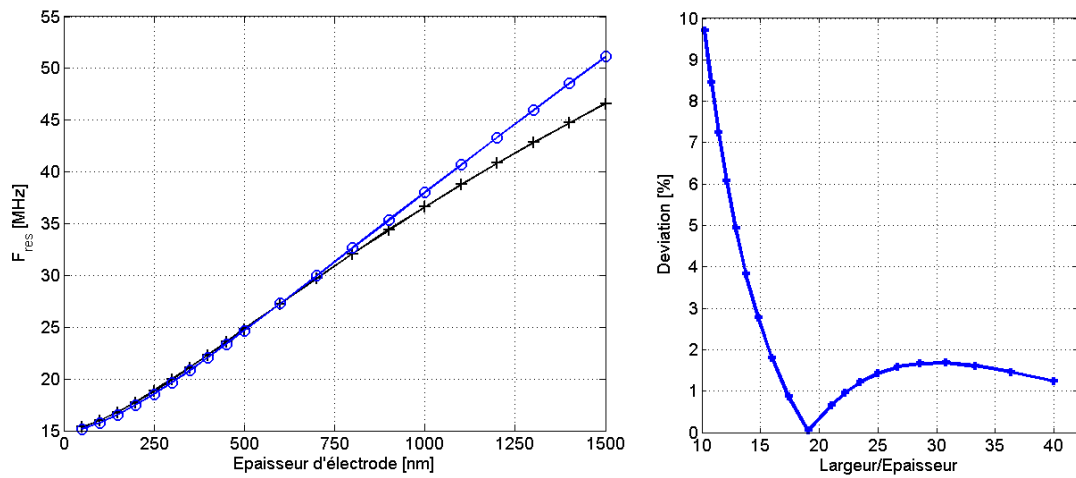


FIGURE 7.9 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de l'électrode pour un recouvrement complet (pure bicouche)

Pa).

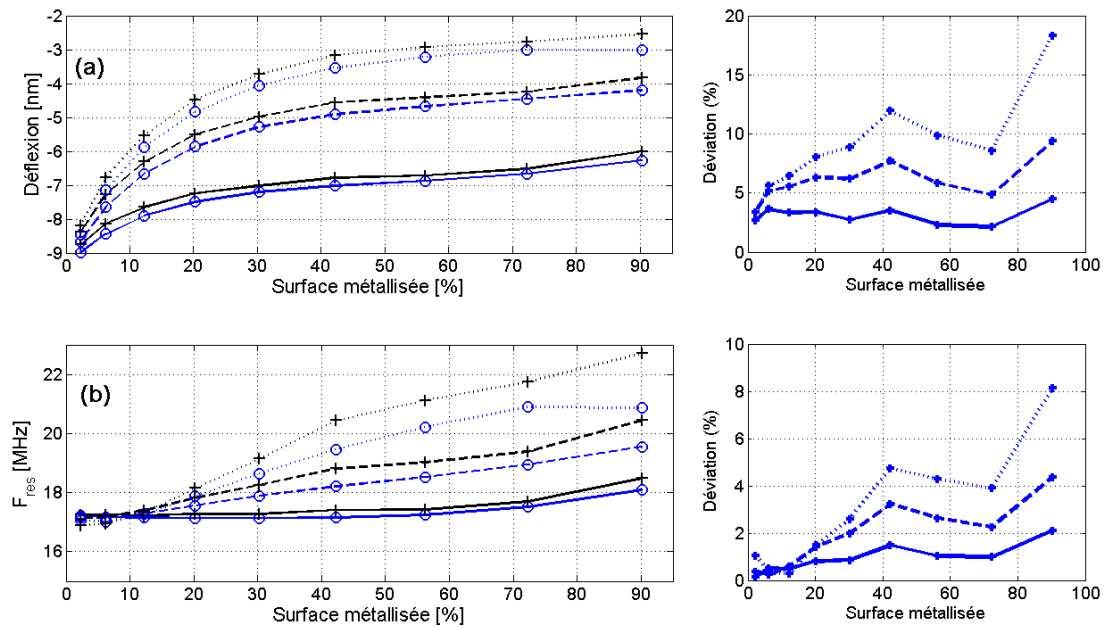


FIGURE 7.10 – Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction du pourcentage de métallisation de la membrane pour 3 épaisseurs de métallisation différentes (**trait plein** : 200nm - **trait hachuré** : 400 nm et **trait pointillé** : 600 nm)

Tout d'abord, sur la résolution des fréquences de résonance (figure 7.10-(b)), quelles que soient les caractéristiques géométriques appliquées, l'erreur relative faite par le modèle FDM par rapport au modèle FEM est toujours inférieure à 10%. Ainsi, même en incorporant une discontinuité dans le maillage, le modèle FDM reste dans le même domaine de validité que précédemment. On peut tout de même remarquer que pour la déflexion initiale d'une cellule possédant une forte discontinuité ($h_{el}=600$ nm) et une large surface (plus de 80% de surface métallisée) (figure 7.10-(b)), la déviation sur la déflexion initiale devient assez conséquente (plus de 15% d'erreur relative entre les deux modèles). Il semble ainsi que la résolution statique du modèle soit plus sensible aux fortes discontinuités. Finalement, on peut remarquer en regardant les deux résolutions que les tendances sur la déviation sont les mêmes. Plus l'épaisseur (et donc la discontinuité) est élevée, plus l'erreur relative le sera. De même, plus la surface métallisée est grande, plus l'erreur l'est aussi. Ce dernier point peut s'expliquer notamment par la prise en compte des conditions limites, qui, comme nous l'avons vu, s'applique sur un schéma à "5 points" (voir chapitre 7.3.2) : le fait que la discontinuité "participe" à la mise en place de la condition limite de blocage peut introduire une erreur sur la condition.

Une validation de la partie mécanique du modèle vient ainsi d'être présentée. Les différentes comparaisons avec le modèle éléments finis nous ont permis de montrer, que, malgré les hypothèses fortes faites dans le modèle (plaque mince multicouche, gestion de la discontinuité et petites déformations), notre modèle semble tout à fait apte à modéliser assez précisément le comportement d'une cellule cMUT et cela avec une forte économie de temps de calcul par rapport au modèle FEM.

7.5 Exploitation du modèle

Dans cette partie, on se propose de développer le modèle pour déterminer des caractéristiques importantes de la cellule cMUT. Tout d'abord, le premier sous-chapitre consiste en l'intégration de la pression électrostatique dans le modèle et la détermination de la tension de collapse. Le second propose, en intégrant le chargement du fluide en face-avant de la cellule, de calculer la réponse harmonique de la cellule seule dans le fluide mais aussi la réponse d'un ensemble de cellules dans le fluide.

7.5.1 Intégration de l'électrostatique et détermination de la tension de collapse

L'intégration de la pression électrostatique sur la membrane se fait selon les hypothèses exposées dans le chapitre 6.1. Pour rappel, les lignes de champ sont considérées comme parallèles et les effets de bords sont négligés. Ainsi, en chaque point du maillage, la pression électrostatique vérifie l'équation (6.12) à ceci près qu'il est nécessaire de prendre en compte la membrane de permittivité relative ϵ_{mb} et d'épaisseur h_{mb} . Ainsi, on introduit la hauteur équivalente h_{eq} telle qu'introduit dans l'équation (1.1). On peut ainsi exprimer le vecteur de pression électrostatique $[P_{elec}]$ de taille N suivant l'équation suivante :

$$[P_{elec}] = -\frac{V^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W])^2} [O] \quad (7.20)$$

avec $[O]$ la matrice ouverture électrique telle que

$$\begin{cases} O(i) = 1 & \text{si } O(i) \in \text{Zone I (métallisée)} \\ O(i) = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

et V la tension de polarisation appliquée.

La matrice à résoudre dans un problème statique sous chargement électrostatique est donc :

$$[K][W] = [P_{elec}] \Leftrightarrow [K][W] = -\frac{V^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W])^2} [O] \quad (7.21)$$

Afin de trouver la position d'équilibre du système, on utilise le calcul itératif suivant :

1. On applique $[W]_0 = [W_0]$, tel que $[W_0]$ est la position initiale de la membrane,
2. On calcule la pression électrostatique $[P_{elec}]_1 = \frac{V^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W]_0)^2} [O]$
3. On en déduit la position $[W]_1 = [K]^{-1} [P_{elec}]_1$
4. On recalcule la pression électrostatique $[P_{elec}]_2$ avec la nouvelle position $[W]_1$
5. On recalcule la nouvelle position.

Le calcul est ainsi bouclé pour trouver la position d'équilibre du système, le critère d'arrêt étant la minimisation de la différence des positions $[W]_{k+1} - [W]_k = 0$.

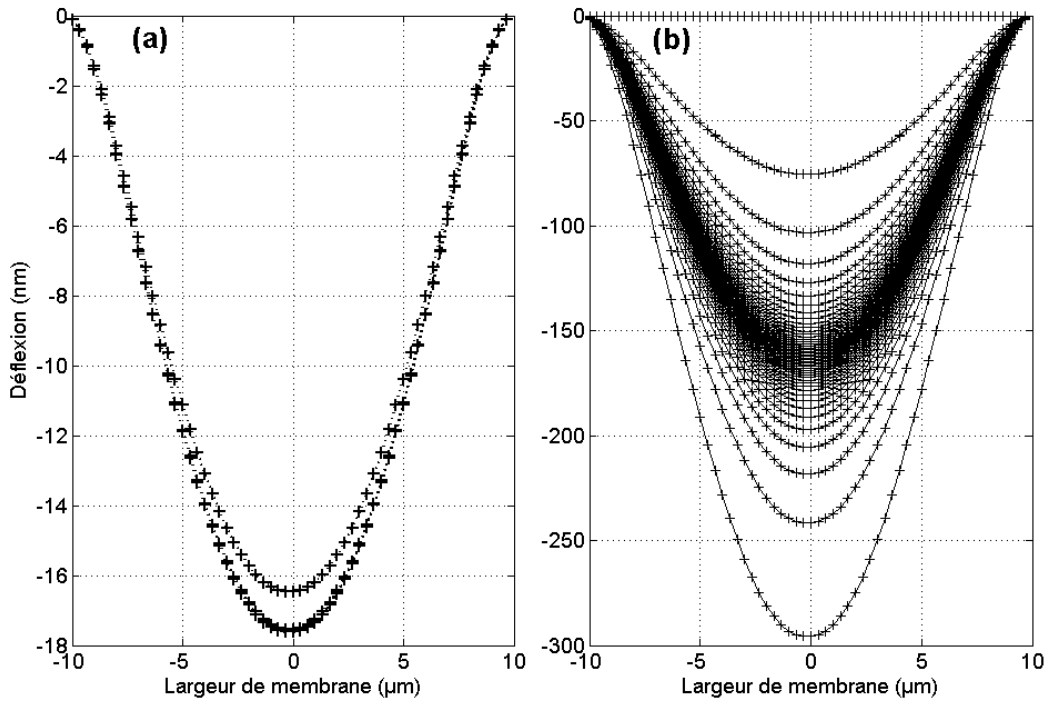


FIGURE 7.11 – Variation du profil statique en fonction du nombre d'itérations pour $V=100V$ (a) et $V=215V$ (a)

Pour illustrer cet algorithme, le profil statique aux différentes itérations est tracé sur la figure 7.11 pour les caractéristiques de cellule décrites dans le tableau 7.2. Dans le cas général (ici pour une tension $V_{stat}=100\text{V}$), le calcul converge assez vite (figure 7.11-(a)). Par contre, lorsqu'on dépasse la tension de collapse (ici $V_{stat}=215\text{V}$), le calcul n'arrive plus à converger (figure 7.11-(b)). Pour déterminer la tension de collapse d'une cellule, on va donc utiliser cette dernière propriété de non-convergence comme critère d'arrêt du calcul. En utilisant un algorithme de recherche par dichotomie, on arrive alors simplement à déterminer la tension de collapse avec la précision voulue (celle-ci correspondant à l'intervalle minimal intégré dans l'algorithme).

**VOIR A METTRE UNE VALIDATION DE LA DEFLEXION(TENSION)
- CONFRONTATION FEM**

7.5.2 Extension au modèle harmonique linéarisé du premier ordre

Chapitre 8

Étude de l'impact de la contrainte initiale sur le comportement d'une cellule

8.1 Origine du phénomène

Cette partie se consacre à l'étude de l'impact des contraintes initiales (appelées aussi résiduelles) dans le fonctionnement du cMUT. Ces contraintes sont intrinsèques à la fabrication du capteur et font l'objet de nombreuses études[ref].

On catégorise généralement deux types de contraintes : les contraintes intrinsèques et les contraintes de dilatations thermiques. Les contraintes intrinsèques sont dues à un ensemble de paramètres que sont la stœchiométrie du matériau, son type et sa vitesse de dépôt, la présence de dopage, etc. Dans le cas des cMUTs, ce type de contraintes est généralement localisé dans la membrane (PolySi ou SiN). Par exemple, pour un dépôt PECVD de Nitrure de Silicium, il est connu qu'un mélange stœchiométrique entraîne de forte contrainte tensile [SENTURIA] (de l'ordre de 1100 MPa), et de nombreux procédés d'optimisations ont été fait afin de les limiter, notamment pour les cMUTs fabriqués par nos partenaires (cf. Thèse E. Jeanne [JEANNE]).

La deuxième catégorie de contraintes sont celles dues aux dilatations thermiques qui traduisent la capacité d'un matériau à s'étirer lorsqu'il subit une augmentation de température (ce qui est le cas dans beaucoup d'étapes du procédé de fabrication). Après refroidissement à la température ambiante, le matériau cherchant à se rétracter, des contraintes internes se créent.

Les conséquences directes de ses contraintes sont, pour les plus dramatiques, la fissuration des couches et la détérioration des éléments fonctionnels libérés. Pour les cas de contraintes moins élevées, leurs effets sur les membranes des cMUTs se manifestent par une déflexion initiale importante (qui peut aller jusqu'à rendre inutilisable le cMUT) et un décalage de la fréquence de résonance.

Il est donc primordiale d'intégrer dans les modèles ces phénomènes pour :

1. estimer les niveaux de ces contraintes et ensuite les réintégrer lors de la phase de

conception,

2. étudier leur impact et chercher à les limiter par le jeu de paramètres mécaniques (matériau, géométrie) et l'adaptation du procédé de fabrication.

Ce chapitre présente donc tout d'abord l'implémentation des contraintes résiduelles dans le modèle FDM précédemment utilisé. Comme dans le chapitre 7.4, une comparaison avec les éléments finis permettra de valider leur intégration. Ensuite, une méthode par problème inverse sera exposée afin de déterminer la contrainte globale des couches en utilisant le microscope holographique digital déjà présenté dans le chapitre 4.1. Enfin, une analyse des phénomènes sera faite et des propositions d'optimisation afin de limiter ses effets en découleront.

8.2 Implémentation d'une contrainte initiale dans le modèle

Tout d'abord, on se propose d'intégrer les contraintes initiales dans le modèle présenté dans le chapitre 7. On considère donc un multicouche identique à celui illustré figure 6.6. Ainsi, on intègre, pour chaque couche k , un vecteur des contraintes résiduelles σ_k^* .

$$\sigma_k^* = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

En utilisant toujours le même formalisme résultante en membrane/moment résultant introduit dans le chapitre 6.2 et en se positionnant sur le "plan neutre" z_n du chapitre 7.2, on peut exprimer les résultantes en membranes et les moments résultants dus aux contraintes résiduelles dans chaque couche :

$$\mathbf{N}^* = \begin{bmatrix} N_x^* \\ N_y^* \\ N_{xy}^* \end{bmatrix} = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix}_k dz \quad (8.2)$$

et

$$\mathbf{M}^* = \begin{bmatrix} M_x^* \\ M_y^* \\ M_{xy}^* \end{bmatrix} = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n) \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix}_k dz \quad (8.3)$$

En intégrant sur l'épaisseur, on obtient donc après simplification :

$$\mathbf{N}^* = \sum_k (h_k - h_{k-1}) \sigma_k^* \quad (8.4)$$

$$\mathbf{M}^* = \sum_k (h_k - h_{k-1})(h_{k-1} + h_k - 2z_n) \sigma_k^* \quad (8.5)$$

D'après Berthelot (p.586 de [BERTHELOT]), on intègre l'effet des contraintes initiales dans l'équation globale du multicouche suivant l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + \\
 & \quad \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(D'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left(D'_{66} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) + \\
 & \quad \frac{\partial^2 M_x^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y^*}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{xy}^*}{\partial x \partial y} - m_{eq} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q + N_x^* \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + N_y^* \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2 N_{xy}^* \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \quad (8.6)
 \end{aligned}$$

Reprenons alors notre modèle où deux zones ont été discriminées, la zone I non-métallisée et la zone II métallisée (voir figure 7.1). Si on réécrit l'équation (8.6) selon le schéma numérique décrit 7.3, l'équation devient alors :

$$\begin{aligned}
 & \overbrace{\{ [K] - ([N_x^*][m_{xx}] + [N_y^*][m_{yy}] + 2[N_{xy}^*][m_{xy}]) \}}^1 [W] \\
 & \quad - [M_a][\ddot{W}] = [Q] - \underbrace{\{ [m_{xx}][M_x^*] + [m_{yy}][M_y^*] + 2[m_{xy}][M_{xy}^*] \}}_2 \quad (8.7)
 \end{aligned}$$

où $[M_a]$ est la matrice diagonale des masses surfacique de dimension $N \times N$, et $[\ddot{W}]$ le vecteur accélération de dimension N .

Avec cette équation, il est plus aisé d'identifier les différents phénomènes associés aux contraintes résiduelles. On voit ici que dans la première partie de l'équation, les efforts en membrane des contraintes résiduelles interviennent comme un vecteur raideur supplémentaire au vecteur $[K]$. Dans la deuxième partie de l'équation, les moments associés traduisent un chargement supplémentaire. On retrouve ainsi les deux effets caractéristiques des contraintes initiales, ici découplés, entraînant d'une part une variation de la fréquence de résonance, et de l'autre, un impact direct sur la déflexion.

Pour compléter la compréhension de ce phénomène, il est intéressant de s'attarder un peu plus sur l'implémentation des moments résultants de contraintes M^* dans le modèle discontinue. En effet, la 2^e partie de l'équation (7.13) implique seulement les moments de contraintes résiduelles si et seulement si une discontinuité apparait dans le maillage. Dans le cas d'un pure multicouche, la répartition des moments est alors homogène sur l'ensemble du maillage et leur dérivée seconde est donc nulle. C'est donc seulement à la discontinuité entre la zone I et la zone II que l'expression des moments de contrainte va se faire.

En détaillant la contrainte résiduelle globale dans une couche k , σ_k^* devient :

$$\sigma_k^* = \sigma_k^{int} + \sigma_k^{th} \quad (8.8)$$

avec σ_k^{int} la contrainte intrinsèque de la couche k et σ_k^{th} la contrainte de dilatation thermique de la couche k .

Cette dernière s'exprime dans une couche k isotrope à partir des déformations issues des dilatations thermiques :

$$\epsilon_k^{th}(x, y) = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^{th} \\ \epsilon_{yy}^{th} \\ \gamma_{xy}^{th} \end{bmatrix}_k = \begin{bmatrix} \alpha_k \Delta T \\ \alpha_k \Delta T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8.9)$$

où α_k est le coefficient de dilatation thermique en K^{-1} et ΔT la différence de température en K que le matériau a subi. Ainsi, en utilisant la loi de Hooke dans un matériau isotrope, le vecteur des contraintes dans une couche isotrope k s'exprime finalement par :

$$\sigma_k^{th} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^{th} \\ \sigma_{yy}^{th} \\ \sigma_{xy}^{th} \end{bmatrix}_k = \begin{bmatrix} \frac{E_k}{1-\nu_k} \alpha_k \Delta T \\ \frac{E_k}{1-\nu_k} \alpha_k \Delta T \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8.10)$$

Les contraintes de dilatations thermiques sont généralement considérés prépondérantes dans la répartition des contraintes initiales [SENTURIA]. Ainsi, à partir du procédé de fabrication et la connaissance des coefficients de dilatation thermiques des matériaux, il est possible d'estimer par modélisation les contraintes et leurs répercussions sur les micro-systèmes. Kupnik et al.[KUPNIK2005] ont d'ailleurs proposé une étude par éléments finis simulant les différentes étapes de fabrication afin de prévoir les contraintes dans les cellules cMUTs.

8.3 Confrontation aux Eléments Finis

Dans cette partie, on se propose de comparer les résultats de notre modèle avec ceux obtenus à l'aide du modèle éléments finis présenté dans le chapitre 7.6. Pour cela, le cadre de l'étude se base sur le même dispositif déjà simulé dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 7.2. Afin de comparer les deux modèles, on choisit de faire varier entre 0 et 500 MPa la contrainte que l'on considère égale dans les deux matériaux (membrane SiN et électrode Al) (figure 8.1). D'un point de vue implémentation, les contraintes ont été supposées égales dans les deux axes ($\sigma_{xx}^* = \sigma_{yy}^* = \sigma_0$ et nulle en cisaillement ($\sigma_{xy}^* = 0$). La variation de fréquence résonance et la variation de déflexion initiale de la membrane (la pression atmosphérique $P_{atm} = 10^5$ Pa est alors appliquée) sont étudiées.

On remarque tout d'abord que les résultats des deux modèles sur la fréquence de résonance (figure 8.1(b)) concordent bien. En effet, la déviation entre les deux modèles est ici inférieure à 2%. On peut donc en déduire que l'intégration des forces résultantes en membrane des contraintes initiales est correcte (partie 1 de l'équation (8.7)). Par contre, on peut voir que sur la résolution statique (figure 8.1(a)), la déviation est beaucoup plus forte et le modèle FDM surestime les valeurs par rapport au modèle FEM. L'erreur relative atteint même la valeur de 15% pour des cas de fortes contraintes (>250 MPa). On peut à priori penser que l'intégration dans le modèle des moments résultants de la contrainte pose des difficultés (2^e partie de l'équation (8.7)). L'un des explications possible serait l'erreur provoquée par la gestion de la discontinuité dans le modèle. On peut toutefois, si ce n'est se satisfaire, au moins se contenter de cette précision sur le modèle. En premier lieu, les tendances du comportement entre les deux modèles sont les mêmes : l'analyse phénoménologique peut donc se faire avec le modèle développé. De plus, pour la détermination de contrainte en problème inverse, l'incertitude sur nos mesures est de l'ordre de 20% ce qui est donc bien supérieure aux imprécisions même du modèle.

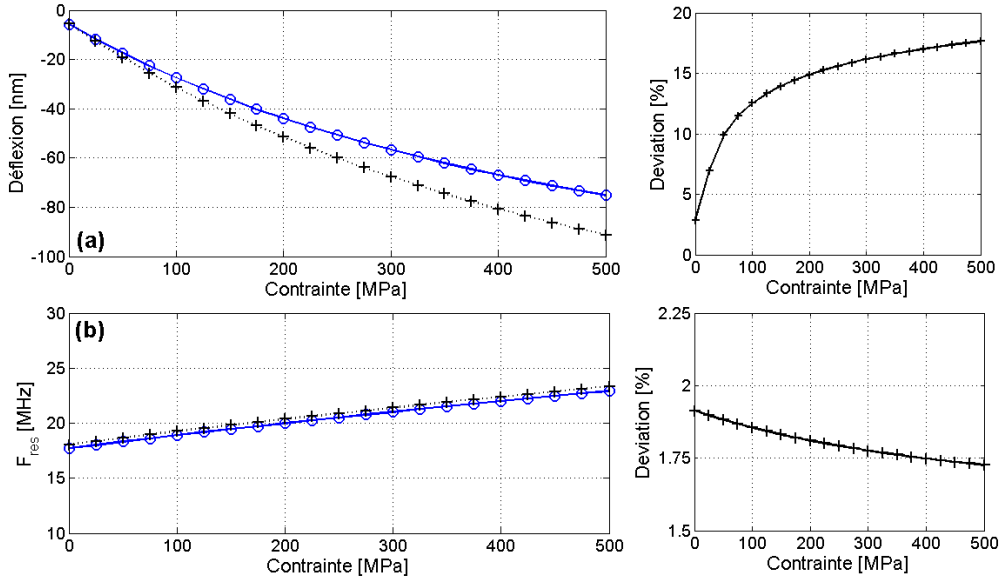


FIGURE 8.1 – Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction d’une contrainte initiale globale dans les couches (**noir** : FEM, **bleu** : FDM)

8.4 Méthode de détermination par problème inverse

Dans cette partie, une détermination des contraintes dans les matériaux de la membrane cMUT et du module d’Young du SiN par problème inverse est élaborée [SENEGOND2009a]. Le module d’Young du Nitrure de Silicium reste une des grandes inconnues dans la fabrication des cMUTs du fait d’une stœchiométrie particulière mais aussi de la méthode de dépôt employée (LPCVD dans notre cas)[JEANNE]. Il est donc primordiale de pouvoir estimer assez précisément sa valeur. Afin de limiter le nombre de paramètres à évaluer, on considérera une contrainte résiduelle égale dans l’ensemble des couches de la membrane. Cette hypothèse assez grossière facilite fortement la mise en place du procédé expérimental. En effet, dans une résolution par problème inverse, afin d’obtenir n - paramètres (sortie du problème), il est nécessaire d’avoir n -mesures différentes (entrée du problème) et surtout, de mettre en place une série de $n \times n$ simulations afin de croiser l’ensemble des entrées avec l’ensemble des sorties.

Ce type de démarche a déjà été utilisé pour la détermination des contraintes résiduelles et du module d’Young du SiN. Yaralioglu et al. [Yaralioglu2000] utilise une méthode de problème inverse en faisant sur un même dispositif une mesure du profil statique par AFM (AFM :Microscopie à Force Atomique) et une détermination de la fréquence de résonance dans l’air par interférométrie laser hétérodyne. Le modèle utilisée est un modèle FEM développée sous ANSYS. Pour la mesure de la fréquence de résonance, l’excitation de la membrane est produite électriquement ce qui entraîne la nécessité d’une résolution par chargement harmonique afin de prendre en compte le softening lié à la polarisation. Ce type de simulation est néanmoins consommateur en terme de temps de calcul. Cianci et al. [CIANCI2007] propose d’utiliser en plus de la mesure de déflexions de la membrane du

8.4. MÉTHODE DE DÉTERMINATION PAR PROBLÈME INVERSE

cMUT, la mesure du déplacement d'une poutre libérée qui permet, à l'aide d'une jauge Vernier, de déterminer le déplacement. Il existe d'ailleurs toute une catégorie de micro-structure de ce type pour caractériser *in-situ* la contrainte initiale (voir l'article de revue de ces structures par He et al. [HE2007]).

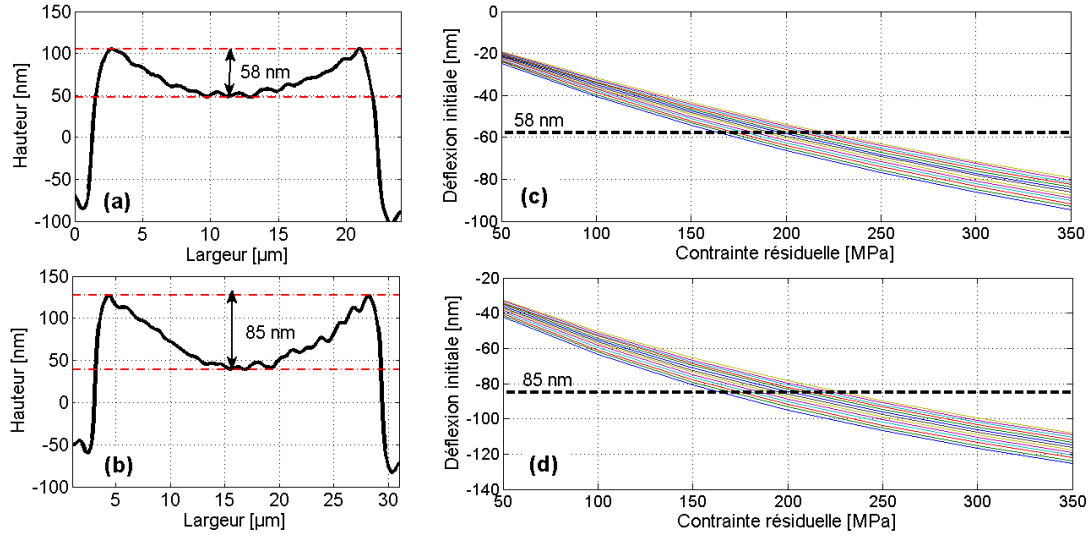


FIGURE 8.2 – Mesure de déflexion initiale sur des cellules $20 \times 20 \mu\text{m}$ (a) et $25 \times 25 \mu\text{m}$ (b) et calcul de la déflexion initiale pour ces cellules ($20 \times 20 \mu\text{m}$ (c) et $25 \times 25 \mu\text{m}$ (d)) en fonction de la contrainte résiduelle et du module d'Young du Nitrure de Silicium ($E_{SiN} \in [180 : 300]$ GPa)

La démarche que nous avons adoptée s'appuie sur la mesure de déflexions initiales de deux cellules cMUTs à l'aide du DHM. Dans l'exemple présenté 8.2(a) et (b), les structures choisies sont des cellules carrées de 20 et 25 μm de côté, toutes deux provenant du même wafer. Elles sont issues de capteurs cMUTs appliqués à l'échographie fabriqués lors du projet MEMSORS [THESEcyril,JEANNE]. Les différentes caractéristiques géométriques et mécaniques utilisées sont définies dans les tableaux 8.1 et 8.2.

Caractéristiques	Largeur	Epaisseur
Membrane1	$l_{mb1} = 20 \mu\text{m}$	$h_{mb1} = 450 \text{ nm}$
Electrode1	$l_{el1} = 14.2 \mu\text{m}$	$h_{el1} = 350 \text{ nm}$
Membrane2	$l_{mb2} = 25 \mu\text{m}$	$h_{mb2} = 450 \text{ nm}$
Electrode2	$l_{el2} = 17.7 \mu\text{m}$	$h_{el2} = 350 \text{ nm}$

TABLE 8.1 – Caractéristiques géométriques des membranes simulées pour la résolution par problème inverse

En parallèle des mesures effectuées, il est alors nécessaire d'effectuer un certains nombres de simulations de ces deux structures en faisant varier les paramètres que nous recherchons (voir 8.2(c) et (d)). Pour cela, nous avons fait varier le module d'Young du Nitrure de Silicium entre 180 et 300 GPa et la contrainte initiale entre 0 et 500 MPa. L'intersection

8.4. MÉTHODE DE DÉTERMINATION PAR PROBLÈME INVERSE

Caractéristiques	Membrane	Electrode
Module d'Young	$E_{mb} = E_{SiN}$	$E_{el} = 70$ GPa
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.26$	$\nu_{el} = 0.35$
Masse volumique	$\rho_{mb2} = 3200$ kg/m ³	$\rho_{el2} = 2700$ kg/m ³

TABLE 8.2 – Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé dans la simulation pour la résolution par problème inverse

des courbes de comportements simulées (chaque courbe dans (c) et (d) correspond à une simulation pour un module d'Young fixé tracée dans un repère déflexion(contraainte)) avec la droite correspondant à la déflexion mesurée de la membrane permettent de construire les deux droites de la figure 8.3.

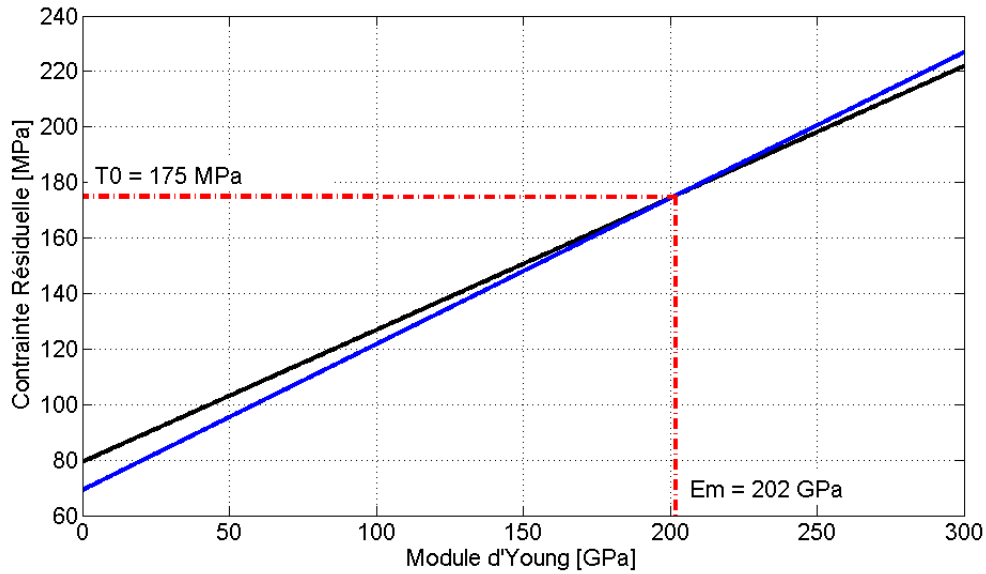


FIGURE 8.3 – Détermination du couple (E_{SiN} /Contrainte résiduelle) par problème inverse

L'intersection de ces deux droites permet d'obtenir l'unique couple (E_{SiN} /Contrainte résiduelle) correspondant aux deux déflexions initiales mesurées.

$$E_{SiN} = 202 \text{ GPa et } \sigma_0 = 175 \text{ MPa} \quad (8.11)$$

Cette démarche présente l'avantage d'être assez simple à mettre en œuvre. Elle n'utilise qu'un seul appareil de mesure (le DHM) et permet de faire l'intégralité des mesures directement sur le wafer. Il est par contre évident que plus le rapport de forme entre les deux structures est important, plus la différence de pente entre les deux droites finales sera grande. Ceci est d'ailleurs un point limitatif de la méthode car, aux vues des incertitudes de mesures, si la différence de structures n'est pas assez importante, les droites peuvent alors être parallèles dans le domaine d'intérêt. Désormais, afin de rendre cette mesure systématique, il a été intégré sur les designs de masques des futurs capteurs un ensemble de "cellules de test" pour cette caractérisation.

8.5 Discussion sur l'impact de la contrainte initiale dans une cellule cMUT

Dans cette dernière partie sur l'étude des contraintes initiales, il est entrepris de bien identifier les phénomènes agissant sur la membranes et d'essayer de les limiter au maximum. En effet, nous avons déjà vu que la prise en compte des contraintes de type tensile (positive) sur les membranes augmente la fréquence de résonance et la déflexion initiale à la fois (figure 8.1). La première étant problématique du point de vue de la prédiction même des comportements, elle n'est pas non plus rédhibitoire dans le fonctionnement propre du cMUT. Par contre, l'augmentation de la déflexion initiale peut considérablement dégrader celui-ci. En effet, si la déflexion est grande, le volume balayé lors de la vibration du système se retrouve fortement réduit et l'amplitude de l'onde émise peut être fortement altérée. C'est pour cela qu'on se concentrera majoritairement sur la limitation de la déflexion lors de toute l'étude qui va suivre.

8.5.1 Etude dissociée de la contrainte dans chacune des couches

Dans cette première partie, on va s'attacher à isoler la contrainte dans chacune des couches du cMUT (membrane proprement dite ou électrode) afin d'observer l'influence de chacune d'entre elle sur la fréquence de résonance et la déflexion initiale. Les caractéristiques de la membrane simulée sont celles déjà utilisées dans les parties précédentes (tableau 7.2).

Tout d'abord, on fait varier la contrainte dans le nitrure σ_{mb} entre 0 et 500MPa (figure 8.4(a)) en fixant une contrainte dans l'électrode $\sigma_{el}=100$ MPa. Dans cette configuration, la fréquence de résonance augmente en fonction de la contrainte alors que la déflexion initiale diminue. La contrainte dans le SiN agit donc comme une raideur supplémentaire dans l'équation d'équilibre (8.6) qui vient, dans la résolution statique, s'opposer à la pression atmosphérique appliquée.

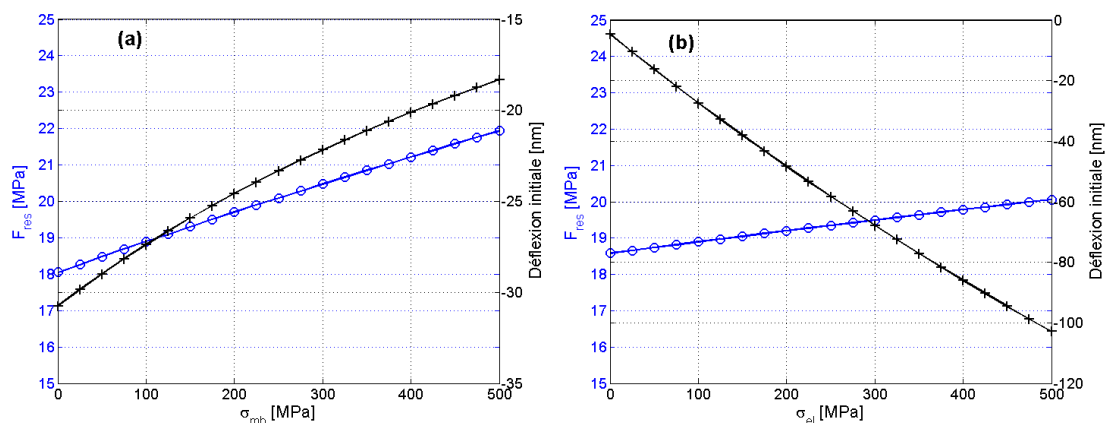


FIGURE 8.4 – Variation de la fréquence de résonance (bleu) et de la déflexion initiale (noire) en fonction de la contrainte dans la membrane σ_{mb} (a) et de la contrainte dans l'électrode σ_{el} (b)

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

Si maintenant la contrainte dans le SiN est fixé à 100 MPa et seule la contrainte dans l'électrode varie entre 0 et 500 MPa (figure 8.4(b)), on remarque que la fréquence augmente toujours. Néanmoins, contrairement au premier cas, la déflexion due à la seule pression atmosphérique est amplifiée par la contrainte σ_{el} . En effet, elle agit alors de deux manières. Au même titre que σ_{mb} , elle ajoute une raideur supplémentaire à celle de la membrane. Celle-ci devrait, comme dans le premier cas, limiter la déflexion mais une charge due à la discontinuité des moments (cf. équation (8.6)) vient contrecarrer le premier effet dans l'équation d'équilibre. Les contraintes dans l'électrode sont en effet "libérées" lors de leur gravure et c'est au niveau de ces libérations (c'est-à-dire la transition entre zone métallisée et zone non-métallisée) qu'elle s'exprime comme une charge supplémentaire qui vient défléchir la membrane.

Ainsi, il nous a paru intéressant d'étudier si le positionnement de la discontinuité (et donc des charges supplémentaires) influait sur la déflexion de la membrane. Une simulation où la surface de métallisation varie a donc été effectuée (8.5(a)). Dans ce cas, on a cherché à se rapprocher un peu plus du procédé de fabrication utilisé : le dépôt d'aluminium s'effectuant à 200°C et connaissant la valeur du coefficient de dilatation thermique de celui-ci (tableau 8.3), une contrainte de 450 MPa a été appliquée à cette couche. La contrainte dans le Nitrure de Silicium est quant à elle fixée à 100 MPa. Cette valeur nous est fournie par notre partenaire STMicroelectronics qui l'estime avant dépôt de la métallisation par des mesures de courbure de wafer [REF!!!] et d'indices optiques [REF!!!].

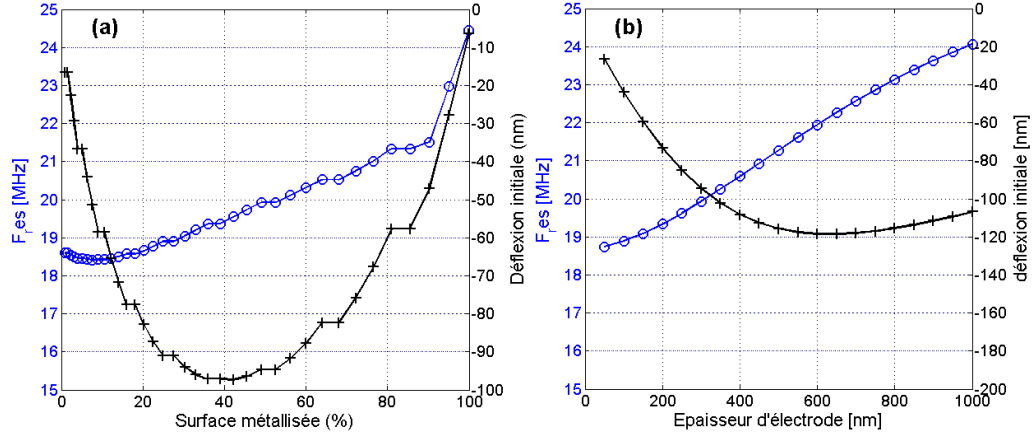


FIGURE 8.5 – Variation de la fréquence de résonance et de la déflexion initiale en fonction du pourcentage de métallisation (a) et de l'épaisseur de l'électrode (b) avec $\sigma_{mb}=100$ MPa et $\sigma_{el}=450$ MPa

On voit donc que, suivant la surface de métallisation, la déflexion varie fortement : elle est maximale pour des surfaces comprises entre 20 et 70% de la surface totale et est fortement réduite en-dessous de 10% et au-delà de 80% de métallisation. Dans une démarche de réduction des contraintes, il faudra donc se situer dans ces deux dernières zones. Néanmoins, cela va à l'encontre d'un coefficient de couplage électromécanique optimum lors d'une polarisation à 80% de la tension de collapse [CARONTI2004] qui, justement, nécessite un pourcentage surfacique autour de 50%. Une deuxième étude consistant à faire

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

varier l'épaisseur de l'électrode entre 100nm et 1 μ m a été faite dans les mêmes conditions (8.5(b)). Ainsi, la courbe de déflexion présente un maximum autour de 700 nm d'épaisseur dans notre configuration. De plus, entre 100 et 700 nm, elle augmente progressivement. Cette dernière observation était d'ailleurs attendue, car, en augmentant l'épaisseur, on augmente la discontinuité entre les deux zones. Ainsi, toujours dans une démarche de minimisation de la déflexion initiale, il sera toujours préférable de réduire l'épaisseur de l'électrode dans les limites de l'acceptable (il faudra prendre en compte la qualité de la conductivité, l'éventuel risque de brûlure des pistes, etc.).

8.5.2 Limitations de la déflexion initiale

Dans le chapitre précédent, nous avons donc vu que l'origine de la déflexion initiale provenait majoritairement de la métallisation. Pour la limiter, il faut donc, en première approche, soit, limiter les contraintes dans cette couche, soit essayer de réduire au maximum la discontinuité entre les deux.

Afin de limiter les contraintes dans la métallisation, on peut déjà chercher à jouer sur le dépôt et la nature de l'électrode. En effet, comme nous pouvons l'observer dans le tableau 8.3, l'aluminium, qui est le matériau le plus utilisé pour la structuration des électrodes supérieures, possède un coefficient de dilatation bien supérieur à d'autres matériaux envisageable comme le titane ou l'or. De plus, l'utilisation d'une température moins élevée pourrait aussi fortement limiter la contrainte due au dilatation thermique.

Matériau	E (GPa)	ν	$\rho[kg.m^{-3}]$	$\alpha[10^{-6}K^{-1}]$	$T_{dépôt} [^{\circ}C]$
Al	70	0.35	2700	23.1	200
Ti	116	0.32	4507	8.6	100 ou 200
Au	78	0.44	19300	14.2	N.C.

TABLE 8.3 – Caractéristiques mécaniques des matériaux envisageables pour l'électrode supérieure (**source** : WebElement)

Une piste complémentaire de limitation de la déflexion initiale serait de jouer sur la contrainte dans la couche de nitrure de silicium. Comme nous l'avons vu précédemment, plus la contrainte dans le SiN est élevée, plus la déflexion est limitée. Ainsi, une expérience mettant en jeu deux types de SiN dit "very low stress" ($\sigma_{SiN} = 60$ MPa) et "low stress" ($\sigma_{SiN} = 150$ MPa) a été mise en œuvre (figure 8.6). On voit ainsi qu'entre les deux dispositifs sur lesquels on a mesurés la déflexion initiale, celui possédant la membrane la plus contrainte est pratiquement 40% moins défléchi que la seconde. Ce procédé est donc une minimisation intéressante car elle ne joue que sur un paramètre à changer par rapport au procédé initial qui est la contrainte dans le SiN. Néanmoins, on sait qu'au delà de 300-400 MPa, des claquages de membrane risque d'apparaître ce qui en fait une solution intéressante mais qui ne peut pas suffire à réduire totalement la déflexion du au contrainte dans l'électrode. Finalement, la solution optimale serait de faire une métallisation surfacique totale et de structurer l'électrode inférieure à l'échelle de la cellule. Ce procédé "idéale" nécessite néanmoins des études complémentaires de faisabilité du procédé avant d'être mis en place.

Un dernier point d'optimisation de la déflexion initiale peut être la combinaison d'un

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

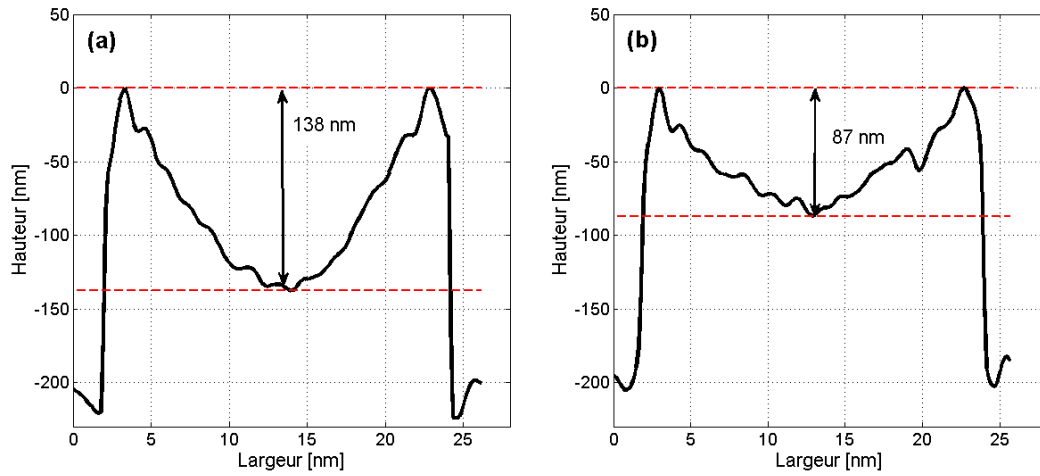


FIGURE 8.6 – Mesure de déflexion initiale de deux cellules carrées de $22\mu\text{m}$ - (a) $\sigma_{SiN} = 60$ MPa - (b) $\sigma_{SiN} = 150$ MPa

recuit de la métallisation complété par l'ajout d'une couche supplémentaire sur la totalité de la cellule. Ce procédé a déjà été testé expérimentale par nos partenaires (VERMON et STMicroelectronics) et le résultat sur la déflexion initiale semble pour le moins intéressant (cf. figure 8.7). Pour cela, un dépôt PECVD à 400°C de 450nm d'oxyde de silicium (SiO_2) a été effectué sur un dispositif équivalent à celui mesuré 8.6(b). La mesure de la déflexion initiale montre que le procédé supplémentaire provoque une courbure positive de la membrane. Afin d'expliquer ce phénomène, il est alors intéressant d'utiliser le modèle en discrétisant les différentes étapes.

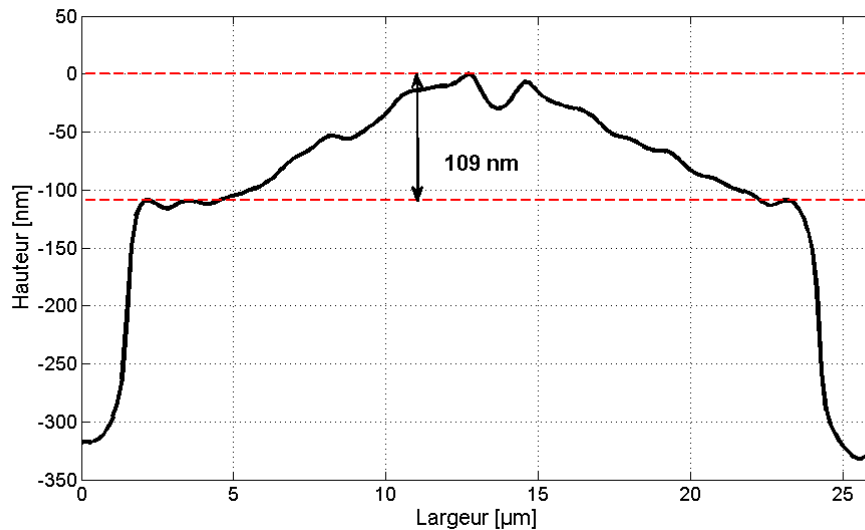


FIGURE 8.7 – Mesure de déflexion initiale sur une cellule carrée de $22\mu\text{m}$ avec recuit et un dépôt supplémentaire

Néanmoins, l'utilisation d'un modèle de petites déformations pour décrire des systèmes

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

fortement contraint est problématique. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 7.4, au-delà de 30% de l'épaisseur totale de la membrane de la cellule, la déflexion est fortement surestimée. Ainsi, on se propose de faire cette étude, pour, d'une part, présenter la démarche de l'étude et d'autre part, faire une analyse phénoménologique du comportement lors d'un dépôt supplémentaire. Hélas, d'un point de vue optimisation, ce type d'étude ne peut pas être utilisé et l'intégration des équations de Von Karman (chapitre 6.2.3) est ici indispensable.

Etape 1 T=20°C		$\sigma_{el} = 450 \text{ MPa}$ $\sigma_{mb} = 270 \text{ MPa}$
Etape 2 T=400°C		$\sigma_{el} = -945 \text{ MPa}$ $\sigma_{mb} = -253 \text{ MPa}$
Etape 3 T=20°C		$\sigma_{el} = 945 \text{ MPa}$ $\sigma_{mb} = 253 \text{ MPa}$ $\sigma_{SiO2} = 23.4 \text{ MPa}$

FIGURE 8.8 – Etapes intégrées dans le modèle pour étudier l'impact du recuit

Matériau	E (GPa)	ν	$\rho[kg.m^{-3}]$	$\alpha[10^{-6}K^{-1}]$	$T_{dépôt} [^{\circ}C]$
Al	70	0.35	2700	23.1	200
SiO2	70	0.17	2200	0.17	400
SiN	200	0.22	3000	2.6	N.C.

TABLE 8.4 – Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés dans le modèle

Dans cette dernière étude, les différentes étapes présentées sur la figure 8.8 sont donc successivement implémentées dans le modèle. Les caractéristiques des matériaux sont rappelées dans le tableau 8.4. Ainsi, pour la première étape, on considère connaître la contrainte intrinsèque dans le nitrure de silicium (150 MPa) à laquelle on ajoute la contrainte due à la dilatation thermique pendant le dépôt de l'électrode. On calcule de même la contrainte de dilatation thermique que l'aluminium a subie lors de son dépôt. Ainsi, après résolution du problème, on obtient une déflexion de 114.6 nm. Cette dernière donnée est intégrée comme position initiale de la membrane pour la seconde étape. Il suffit alors de recalculer les contraintes pour le passage de 20 à 400°C dans les différentes couches (cf. Etape 2 de la figure 8.8). C'est à cette étape, qui correspond à un flambement de la membrane, que les

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

moments résultants entraînent une déformation trop importante dans le modèle. On voit ainsi que la membrane devient "bombée" mais de manière exagérée. La troisième étape bien que subissant le cycle inverse de la seconde étape ne permet pas à la membrane de revenir à la position d'équilibre de la fin de l'étape 1 car le dépôt d'oxyde a eu pour effet de diminuer la discontinuité entre la zone métallisée et la zone non-métallisée. La pression atmosphérique, pourtant intégrée dans la 3^e étape ne suffit pas à imposer une déflexion négative sur la membrane.

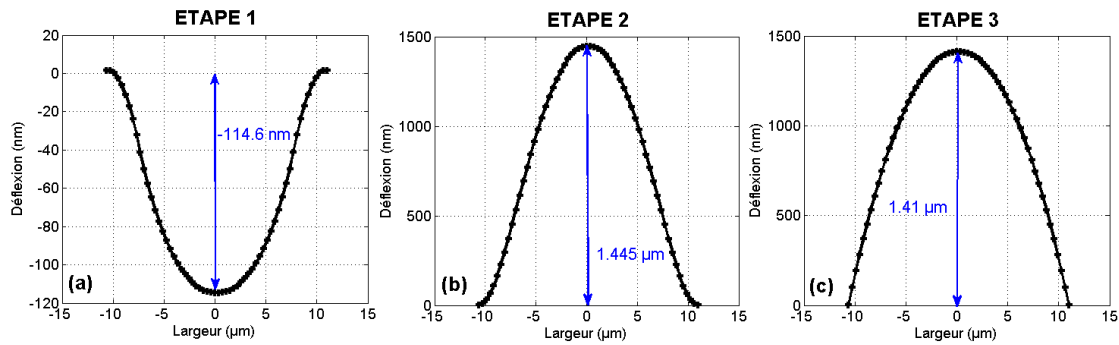


FIGURE 8.9 – Evolution du profil statique selon l'étape de fabrication (a) refroidissement de 200 à 20°C, (b) échauffement de 20 à 400°C (c) refroidissement de 400 à 20°C avec ajout du SiO₂

Ainsi, le modèle, bien que surestimant les résultats, décrit bien le phénomène observé sur la figure 8.7. Cette méthode de minimisation des déflexions est très intéressante si elle est contrôlée. En effet, elle permettrait simplement (un dépôt haute-température pleine plaque) d'amenuiser considérablement la déflexion initiale. Pour une bonne prédiction de ces phénomènes, il sera par contre nécessaire d'intégrer une théorie de grandes déformations dans le modèle actuel.

8.5. DISCUSSION SUR L'IMPACT DE LA CONTRAINTE INITIALE DANS UNE CELLULE CMUT

Troisième partie

Comportement dynamique d'une cellule - Modèle temporel

Chapitre 9

Introduction

L'étude du comportement dynamique d'une cellule cMUT en temporel a fait l'œuvre d'assez peu de travaux dans la littérature. En effet, elle nécessite le développement de modèle qui sont, soit consommateur en temps de calcul dans le cas de modèle de type éléments finis, soit assez peu précis dans le cas de modèle à une dimension. Ce type d'étude permet pourtant de comprendre l'évolution des phénomènes physiques au cours du temps, de montrer l'influence de la non-linéarité sur la réponse de la membrane et finalement d'optimiser l'excitation dans le cadre de transmission d'onde ultrasonore dans le fluide.

On peut tout de même citer les travaux de Lohfink [LOHFINK2003, LOHFINK2005a, LOHFINK2005b] qui a développé un modèle 1D de la membrane en immersion et à étudier à la fois l'impact de l'amplitude sur la réponse ainsi que l'évolution de la tension critique (que nous appellerons tension de collapse dynamique dans ce document) en fonction de la fréquence d'excitation.

L'équipe de Stanford a utilisé les modèles temporels pour démontrer les avantages en terme de coefficient de couplage électromécanique et de niveau de pression du mode "collapse" par rapport au mode conventionnel d'excitation [BAYRAM2003a, BAYRAM2003b, BAYRAM2005, YARLIOGLU2006]. Ils ont pour cela développé un modèle FEM à partir des distributions commerciales de ANSYS et LS-DYNA. Leur modèle semble permettre le contact sur le fond de la cavité seulement dans une résolution statique (en condition initiale du problème temporel) et non pas en transitoire.

Zhou et al. ont développé un modèle équivalent à celui de Stanford avec ANSYS [ZHOU2004] et l'ont utilisé pour valider des algorithmes de compensation d'harmoniques sur la réponse de la membrane.

Vogl [VOGL] a développé un "macro-modèle" d'une membrane rectangulaire incluant la non-linéarité de la mécanique (voir chapitre 6.2.3). il a ainsi proposé une étude de type "système dynamique" et regarder l'impact de la non-linéarité de la mécanique sur le comportement de la cellule.

Enfin, plus récemment, Oguz et al. [OGUZ2010] ont proposé un nouveau modèle 1D (dit de "balance harmonique") et l'ont validé avec un modèle éléments finis.

C'est donc dans ce cadre que nous proposons une étude du comportement dynamique à l'aide d'un modèle temporel basé sur les équations (et donc les hypothèses) présentées

chapitre 7 en intégrant le chargement du fluide. L'un des avantages de ce modèle est qu'il propose une résolution précise du problème tout en limitant les temps de calcul. Un autre avantage est l'incorporation d'une condition de contact résolue en transitoire qui permet de modéliser correctement les phénomènes de collapse et de snapback en dynamique. Une étude détaillée du comportement dynamique de la cellule immergée sera faite à la fois à partir de ce modèle mais aussi de résultats expérimentaux. Enfin, le modèle sera utilisé dans le cadre de l'optimisation du signal émis en jouant sur plusieurs paramètres de l'excitation (signe, polarisation et forme).

Chapitre 10

Description du modèle temporel d'une cellule

Dans ce chapitre, une extension du modèle présenté dans le chapitre 7 pour une résolution temporelle du déplacement de la membrane actionnée par une pression électrostatique est exposée. Les mêmes hypothèses mécaniques et électrostatiques (plaques minces multicouches, petites déformations et condensateur plan) sont conservées. La première partie de ce chapitre présente l'algorithme de résolution temporel utilisé alors que la seconde met en avant l'hypothèse faite pour modéliser le contact de la membrane sur le fond de la cavité.

10.1 Algorithme de résolution temporel

L'équation dynamique à résoudre pour une plaque en flexion soumise à un chargement extérieur est une équation différentielle du second ordre. Ainsi, sous forme matricielle, on peut écrire le problème tel que :

$$[K][W] + [\alpha][\dot{W}] + [P_{ext}] = [M_a][\ddot{W}] \quad (10.1)$$

avec

- $[K]$ la matrice de raideur du système,
- $[W]$, $[\dot{W}]$ et $[\ddot{W}]$ respectivement les matrices de déplacements, de vitesses et d'accéléérations des points du maillage,
- $[P_{ext}]$ la matrice de chargement extérieur qui est fonction du temps,
- $[M_a]$ la matrice des masses,
- $[\alpha]$ la matrice d'amortissement traduisant les pertes mécaniques de la membrane.

On réécrit l'équation (10.1) sous la forme suivante :

$$[\ddot{W}] = [M_a]^{-1} \left([K][W] + [\alpha][\dot{W}] + [P_{ext}] \right) \quad (10.2)$$

et on effectue le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} [X_1] &= [W] \\ [X_2] &= [\dot{W}] \end{cases} \quad (10.3)$$

Le but de ce changement de variable est de réécrire l'équation du second ordre sous la forme d'un système d'équation du premier ordre. L'algorithme de résolution utilisé est en effet un algorithme du premier ordre de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). On peut alors réécrire l'équation (10.2) comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \dot{[X_1]} \\ \dot{[X_2]} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [X_2] \\ [M_a]^{-1} ([K][X_1] + [\alpha][X_2] + [P_{ext}]) \end{bmatrix} = f \left(t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix} \right) \quad (10.4)$$

La résolution dynamique se fait tout d'abord par l'intégration des conditions initiales suivantes :

$$\begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t_0} = \begin{bmatrix} [W_0] \\ [\dot{W}_0] \end{bmatrix} \quad (10.5)$$

avec $[W_0]$ et $[\dot{W}_0]$ les vecteurs déplacements et vitesses à t_0 .

L'algorithme RK4 est un algorithme de résolution explicite qui calcule la valeur au temps $t + \Delta t$ en ne faisant intervenir que la valeur au temps t et qui se base sur une approche itérative de la solution. Ainsi, On obtient la solution au temps $t + \Delta t$ avec l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t+\Delta t} = \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_t + \frac{\Delta t}{6} ([k_1] + 2[k_2] + 2[k_3] + [k_4]) \quad (10.6)$$

avec Δt le pas de temps du calcul. Les matrices $[k_1]$, $[k_2]$, $[k_3]$ et $[k_4]$ sont les approximations successives des pentes dans l'intervalle de temps $[t, t + \Delta t]$ calculées comme ci-suit :

$$\begin{cases} [k_1] = f \left(t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_t \right) \\ [k_2] = f \left(t + \frac{\Delta t}{2}, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_t + \frac{\Delta t}{2} [k_1] \right) \\ [k_3] = f \left(t + \frac{\Delta t}{2}, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_t + \frac{\Delta t}{2} [k_2] \right) \\ [k_4] = f \left(t + \Delta t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_t + \Delta t [k_3] \right) \end{cases} \quad (10.7)$$

L'algorithme RK4 a été choisi pour sa facilité d'intégration numérique et sa stabilité. Il est toutefois nécessaire de préciser que le pas de temps du calcul doit être suffisamment petit ($10^{-12} \leq \Delta t \leq 10^{-10}$ s) pour que le calcul converge.

On s'attache maintenant à détailler la nature du chargement extérieur. Il comprend la pression atmosphérique (lorsque la cavité est sous vide) qui est une charge statique $P_{atm} = 10^5$ Pa et la pression électrostatique s'exprimant par :

$$[P_{elec}]_t = -\frac{(V(t))^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W]_t)^2} [O] \quad (10.8)$$

avec $V(t)$ la valeur de la tension d'excitation au temps t , les autres éléments de l'équation étant détaillés pour l'équation de la pression électrostatique en régime statique (équation (7.20)).

Enfin, la matrice d'amortissement $[\alpha]$ s'exprime en fonction de la matrice $[K]$ tel que

$$[\alpha] = -\eta[K] \quad (10.9)$$

où η est le facteur de perte de la membrane. Sa valeur, dans le cas des cMUTs, est généralement comprise entre 10^{-8} et 10^{-10} . Elle traduit l'amortissement dynamique de la membrane et est dépendante de la fréquence de vibration et de la température. Dans toutes les études suivantes, elle est ajustée par comparaison entre le modèle et l'expérimentation pour une excitation impulsionnelle large bande. D'un point de vue résolution numérique, sa valeur influe sur la stabilité du calcul.

En conclusion, on peut rappeler les étapes successives de calculs du modèle temporel :

1. Calcul des différentes matrices utilisées $[K]$, $[M_a]$ et $[\alpha]$,
2. Calcul statique des conditions initiales $[W_0]$ en fonction de la première valeur de pression électrostatique $[P_{elec}]_0$ et en imposant une vitesse nulle $[\dot{W}_0] = 0$,
3. Calcul itératif à chaque pas de temps du déplacement par l'algorithme de l'équation (10.6).

10.2 Conditions de contact sur le fond de la cavité

Afin de simuler les effets d'effondrement de la membrane sur l'électrode inférieure ("le collapse"), on se propose ici d'utiliser une hypothèse assez simple pour le contact. On considère que si le déplacement $w(x, y)$ du point $M(x, y)$ de la membrane est supérieur à la hauteur de cavité alors on impose la valeur de la hauteur de cavité au point M et on annule sa vitesse (voir équation (10.10)).

$$w(x, y)_{t+\Delta t} > h_{GAP} \Rightarrow \begin{cases} w(x, y)_{t+\Delta t} = h_{GAP} \\ \dot{w}(x, y)_{t+\Delta t} = 0 \end{cases} \quad (10.10)$$

Un exemple de réponse temporelle de la membrane est présenté sur la figure 10.1 pour illustrer la condition de contact dans le modèle. Pour cela, une tension d'excitation d'un cycle à 1 MHz avec une amplitude pic-pic supérieure à la tension de collapse ($V_{collapse} = 57$ V) est appliquée avec une tension de polarisation de $\frac{V_{collapse}}{2}$. La figure 10.1-(a) présente le déplacement en fonction du temps du point central de la membrane où le phénomène

de blocage peut être distingué à partir du point (c) jusqu'au point (e). L'évolution du profil avant et pendant le collage de la membrane est présentée sur les figures 10.1-(b-e). On observe ainsi qu'au début du collapse, seule la partie centrale de la membrane touche le fond de la cavité, et, qu'au fur et à mesure que la tension augmente, la surface en contact de la cavité augmente et rend le profil plus plat. Juste avant le phénomène de décollement de la membrane (le "snapback"), la surface de contact est de plus en plus réduite grâce à la diminution de la tension (et donc des forces électrostatiques). Le phénomène de collage de la membrane tel qu'il est modélisé, semble correspondre au premier abord au phénomène de collapse/snapback "dynamique" que l'on cherche à modéliser. Une étude plus aboutie comprenant à la fois une étude phénoménologique et une validation du modèle est présentée dans le chapitre 13.3.

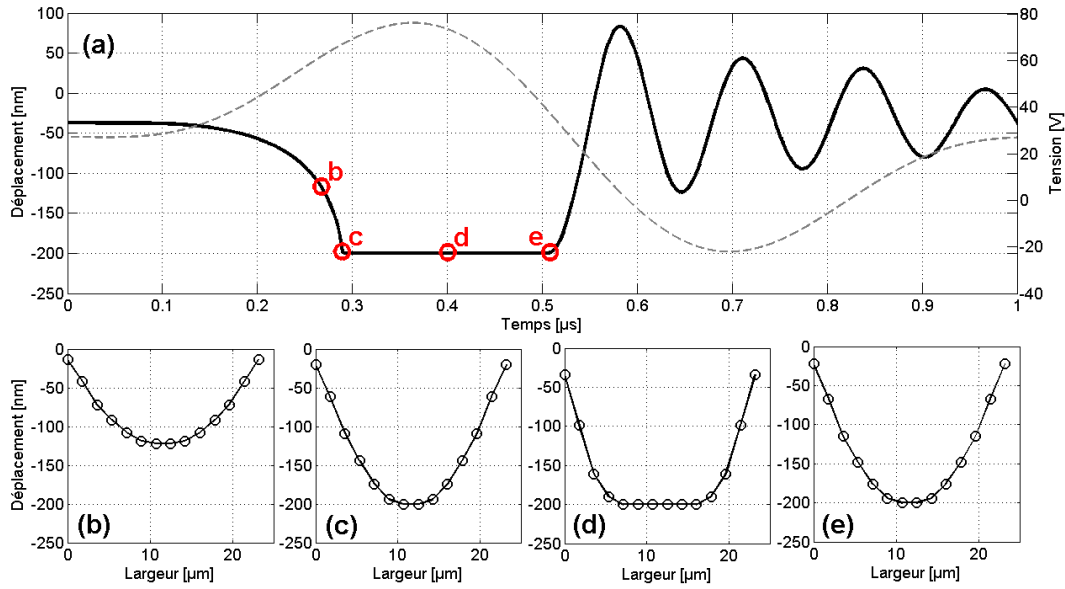


FIGURE 10.1 – Evolution du profil calculé d'une membrane $25 \times 25 \mu m^2$ - (a) déplacement au centre de la membrane (noir) et excitation appliquée à la cellule (gris hachuré) (a) - profil avant (b), en début (c), au milieu (d) et à la fin (e) du collapse

Chapitre 11

Intégration du chargement du fluide dans le modèle

Ce chapitre expose la mise en place du chargement du fluide dans le modèle temporel. Dans le cas d'un modèle résolvant une seule cellule plongée dans un fluide, l'effet inertiel du fluide est traduit par le rayonnement acoustique de chaque élément du maillage sur l'ensemble des autres éléments. La stratégie adoptée a été d'utiliser la formulation analytique du rayonnement d'une source de géométrie connue (ici, le rectangle) sur un point de l'espace en se cadrant dans les hypothèses d'espace semi-infini et de baffle rigide. Cette formulation utilise la réponse impulsionnelle de diffraction qui est présentée dans la première partie de ce chapitre. Ensuite, le calcul de la pression en 1 point de l'espace est présentée, suivie de l'intégration proprement dite dans le modèle temporel. Enfin, une méthode de simplification du problème sera présentée. Celle-ci cherche à trouver le rayonnement d'un piston équivalent à la membrane, ce qui permet de limiter les temps de calcul en vu de la mise en place d'un problème multi-cellulaire présenté dans le chapitre 15.2.

11.1 Réponse impulsionnelle de diffraction

Le concept de réponse impulsionnelle de diffraction (généralement appelée SIR pour "Spatial Impulse Response") permet de décrire dans le domaine temporel de manière discrète le rayonnement acoustique. La méthode SIR se base sur l'acoustique linéaire où la propagation d'onde est traité comme un système linéaire invariant. Le calcul de la pression en un point de l'espace s'appuie sur la formulation intégrale de Rayleigh présentée dans la partie 6.3 (équation (6.80)) et considère la source comme un piston rigide (la vitesse est homogène sur toute la surface du piston). L'intérêt de cette méthode consiste en l'existence de formulations analytiques des SIR pour des transducteurs de géométries connues. Dans le modèle, on considère chaque élément du maillage comme une source rectangulaire.

Ainsi, d'après Lockwood et al. [LOCKWOOD72], on peut écrire la réponse impulsionnelle de diffraction $h(r, t)$ d'une source rectangulaire de taille $L \times l$ sur un point d'observation

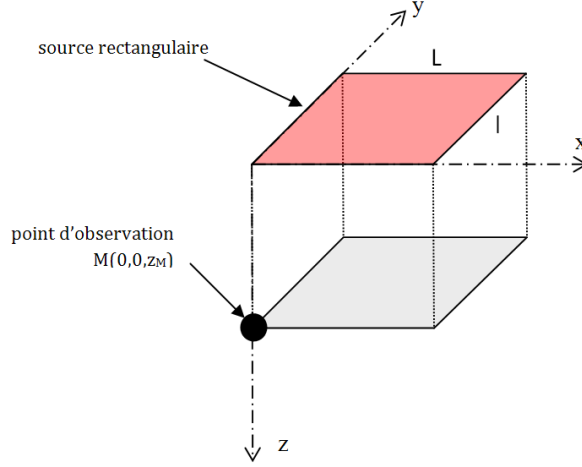


FIGURE 11.1 – calcul de la SIR d'une source rectangulaire sur un point d'observation situé au coin de l'ouverture

situé dans l'angle de l'ouverture à la cote z_M (voir figure 11.1) telle que :

$$\begin{aligned}
 h(x, y, z, t) = & \frac{c_0}{2\pi} \left(\frac{\pi}{2} \Pi(\tau^I, \tau^{IV}) \right. \\
 & - \cos^{-1} \left(\frac{L}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi(\tau^{II}, \tau^{IV}) \\
 & \left. - \cos^{-1} \left(\frac{l}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi(\tau^{III}, \tau^{IV}) \right)
 \end{aligned} \tag{11.1}$$

où

- c_0 est la célérité de l'onde dans le milieu de propagation,
- l et L sont respectivement les largeur (en x) et hauteur (en y) de la source rectangulaire,
- Π est la fonction porte définie telle que $\Pi(t_1, t_2) = 1$ si $t \in [t_1, t_2]$ et $\Pi(t_1, t_2) = 0$ sinon.

Les temps τ^I , τ^{II} , τ^{III} et τ^{IV} sont les temps de vols des impulsions provenant des 4 coins de la source, définis tels que

$$\begin{cases}
 \tau^I = t_z = \frac{z_M}{c_0} \\
 \tau^{II} = \frac{\sqrt{L^2 + z_M^2}}{c_0} \\
 \tau^{III} = \frac{\sqrt{l^2 + z_M^2}}{c_0} \\
 \tau^{IV} = \frac{\sqrt{L^2 + l^2 + z_M^2}}{c_0}
 \end{cases} \tag{11.2}$$

11.1. RÉPONSE IMPULSIONNELLE DE DIFFRACTION

Dans la mise en œuvre du calcul pour un point $M(x_M, y_M)$ arbitrairement placé, on considère que la SIR peut être obtenu par la somme et/ou la soustraction de réponse de sous-ouvertures rectangulaires (voir figure 11.2). On distingue alors 4 cas de figure :

1. le point d'observation est dans l'ouverture de la source rectangulaire (figure 11.2-(a)) : les contributions de chaque sous-ouverture I, II, III et IV sont sommées.
2. x_M est en dehors de l'ouverture (figure 11.2-(b)) : on somme les contributions des sous-ouvertures II et III et on y retranche les sous-ouvertures I et IV.
3. y_M est en dehors de l'ouverture (figure 11.2-(c)) : on somme les contributions des sous-ouvertures III et IV et on soustrait I et II.
4. x_M et y_M sont tous les deux en dehors de l'ouverture (figure 11.2-(d)) : on soustrait II et IV à la sous-ouverture IV et on additionne I qui a été supprimé à la fois par II et III.

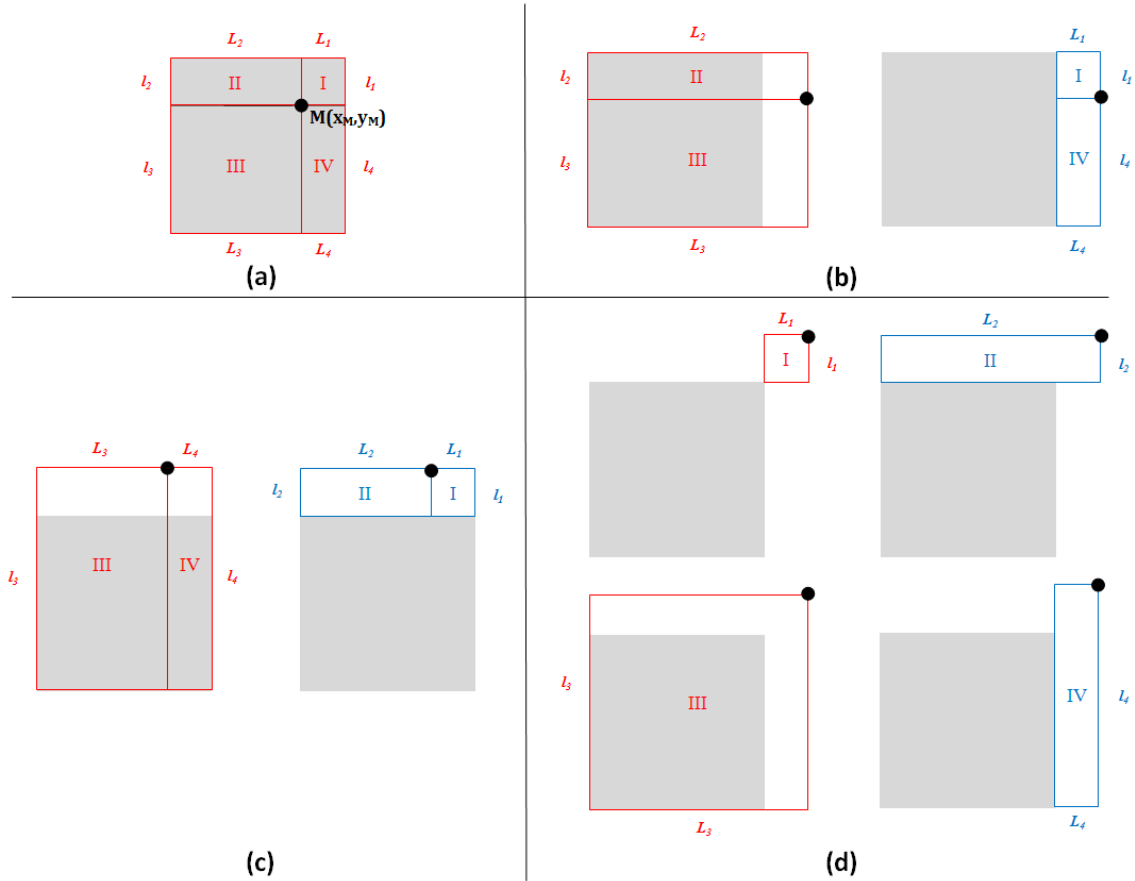


FIGURE 11.2 – Présentation des 4 positions possibles de la cible en fonction de la source rectangulaire (en gris) (a) $M(x_M, y_M)$ dans l'ouverture de la source - (b) x_M est en dehors de l'ouverture - (c) y_M est en dehors de la source - (d) x_M et y_M sont en dehors de la source - les zones rouges sont les zones à sommer alors que les zones bleues sont celles à soustraire lors du calcul

Finalement, la réponse impulsionnelle de diffraction d'une ouverture rectangulaire pour

un point quelconque de l'espace peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 h(x, y, z, t) = \frac{c_0}{2\pi} \sum_{i=1}^4 g_i \left(\frac{\pi}{2} \Pi(\tau_i^I, \tau_i^{IV}) \right. \\
 \left. - \cos^{-1} \left(\frac{L_i}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi(\tau_i^{II}, \tau_i^{IV}) \right. \\
 \left. - \cos^{-1} \left(\frac{l_i}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi(\tau_i^{III}, \tau_i^{IV}) \right)
 \end{aligned} \tag{11.3}$$

11.2 Calcul du champ en 1 point

On exprime la pression en un point $M(x, y, z)$ à un temps t comme la convolution de la SIR d'une ouverture rectangulaire de l'ouverture $h(x, y, z, t)$ avec la dérivée de la vitesse normale à la surface de la source :

$$p(x, y, z, t) = \rho_0 \frac{dv}{dt} * h(x, y, z, t) \tag{11.4}$$

11.3 Chargement de la cellule sur elle-même

Afin d'implémenter le chargement du fluide, il est nécessaire de calculer les SIR $h_{nm}(t)$ pour chaque maille cible m de source n . On considère donc la source comme un rectangle de surface $\delta x \times \delta y$ avec δx et δy le pas de discrétisation du maillage dans les direction x et y . Il est de plus nécessaire de prendre en compte les conditions de symétries du problème (cf. figure 11.3). Pour cela, afin d'éviter toutes redondances, le maillage du chargement du fluide est décalé d'un demi-pas en x et y et chaque SIR h_{nm} est la somme des SIR des 4 points-sources (le point du maillage et ses trois symétriques) possédant la même accélération :

$$h_{nm}(t) = \sum_{s=1}^4 h_{nm}^s(t) \tag{11.5}$$

On construit alors la matrice des réponses impulsionnelles de diffraction pour les N sources et les N cibles, N étant le nombre de mailles du problème.

$$[H]_t = \begin{bmatrix} h_{11}(t) & & h_{1N}(t) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ h_{N1}(t) & & h_{NN}(t) \end{bmatrix} \tag{11.6}$$

La matrice de pression du fluide $[P_{fluid}]_t$ est déduite de l'équation (11.4) :

$$\begin{aligned}
 [P_{fluid}]_t &= \rho_0 [H]_t * [\ddot{W}]_t \\
 &= \rho_0 \sum_{j=1}^t [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)}
 \end{aligned} \tag{11.7}$$

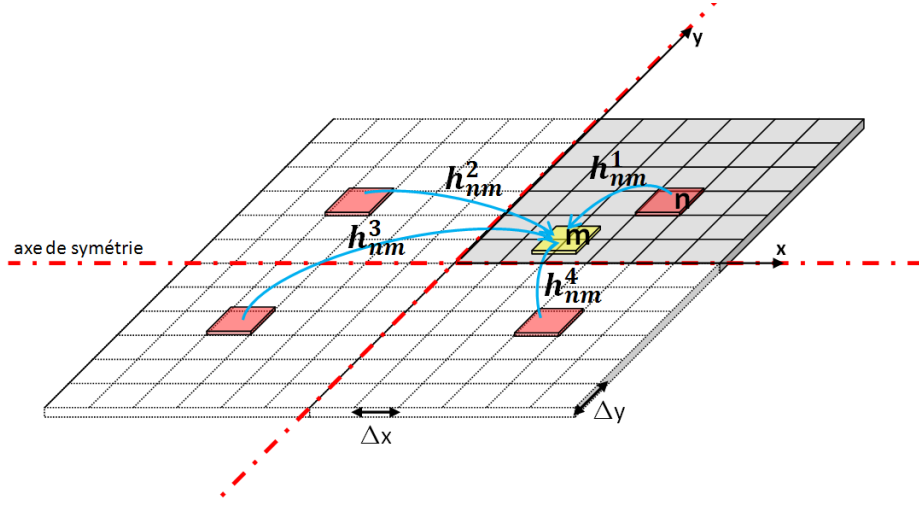


FIGURE 11.3 – Calcul de la réponse impulsionnelle de diffraction d'un élément de maillage n sur m en prenant en compte les conditions de symétrie

avec ρ_0 la masse volumique du fluide et $[\ddot{W}]_t$ la matrice accélération au temps t .

L'équation différentielle du second ordre (10.1) devient alors :

$$[M_a][\ddot{W}]_t = [K][W]_t + [\alpha][\dot{W}]_t + [P_{ext}] + \rho_0 \sum_{j=1}^t [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)} \quad (11.8)$$

Afin de résoudre l'équation, il est nécessaire d'extraire les termes $[\ddot{W}]_t$ du chargement du fluide comme ci-suit :

$$([M_a] - [H]_1)[\ddot{W}]_t = [K][W]_t + [\alpha][\dot{W}]_t + [P_{ext}] + \rho_0 \sum_{j=1}^{t-1} [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)} \quad (11.9)$$

Ainsi la matrice des masses du système chargé par le fluide devient $[\tilde{M}_a] = ([M_a] - [H]_1)$. En outre, $[H]_1$ correspond au chargement de chaque maille sur elle-même et est donc une matrice diagonale ayant pour valeurs $\rho_0 c_0$. Il est important de préciser que, dans l'algorithme RK4 présenté 10.6, le calcul la pression du fluide s'effectue à trois instants différents t , $t + \frac{\Delta t}{2}$ et $t + \Delta t$.

11.4 Hypothèse simplificatrice d'un transducteur piston

Cette dernière partie sur le chargement du fluide consiste à présenter une hypothèse simplificatrice du chargement en vu de l'intégration d'un calcul multi-cellulaire (voir chapitre 15.2). Pour alléger le calcul, on se propose donc de trouver le piston rectangulaire équivalent de la membrane dans le fluide. Pour cela, la réponse impulsionnelle de diffraction sur chaque élément du maillage est calculée pour une source "piston équivalent" de largeur pondérée par un coefficient β . On calcule de plus l'accélération moyenne pondérée par ce

11.4. HYPOTHÈSE SIMPLIFICATRICE D'UN TRANSDUCTEUR PISTON

même facteur pour déterminer la pression du fluide dans le système. Le calcul approché est alors ajusté par comparaison du déplacement avec le calcul exact.

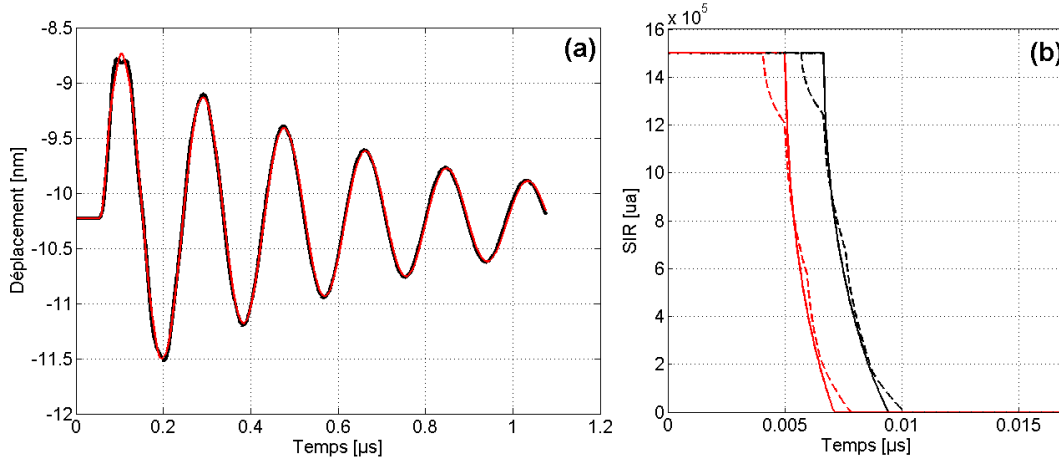


FIGURE 11.4 – Comparaison entre le calcul exact (noire) et le calcul avec piston équivalent (rouge) sur le déplacement moyen d'une membrane $20 \times 20 \mu m^2$ (a) et comparaison des réponses impulsionnelles de diffraction calculées au point central (trait plein) et sur un de ces voisins (trait hachuré) pour l'ensemble des points de la membrane (noire) et le piston équivalent (rouge)

A titre d'illustration, la figure 11.4 présente la comparaison du modèle "piston équivalent" avec le modèle exact. Ici, une impulsion centrée à 20 MHz de 10 V avec une tension de polarisation de $\frac{V_{collapse}}{2} = 45$ V est appliquée au borne de la cellule cMUT. Un coefficient de pondération $\beta = 0.57$ a été ajusté pour cette configuration particulière de cellule présentée dans le tableau 11.1. Le milieu fluide est de l'eau de célérité $c_0 = 1500$ m/s et de masse volumique $\rho_0 = 1000$ kg/m³.

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	$l_{mb} = 20 \mu m$	$l_{el} = 14 \mu m$	
Epaisseur	$h_{mb} = 450$ nm	$h_{el} = 350$ nm	200 nm
Module d'Young	$E_{mb} = 135$ GPa	$E_{el} = 70$ GPa	
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.22$	$\nu_{el} = 0.35$	
Masse volumique	$\rho_{mb} = 3000$ kg/m³	$\rho_{el} = 2700$ kg/m³	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 9.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$

TABLE 11.1 – Caractéristiques mécaniques, géométriques et électrostatiques de la membrane simulée pour la comparaison modèle "piston équivalent"/modèle exacte

On peut remarquer que le déplacement moyen calculé avec le modèle approché est très proche du modèle exact (figure 11.4-(a)). La comparaison des SIR (figure 11.4-(b)) calculées à la fois pour le centre de la cellule et son point voisin sur l'axe x montre que le chargement du fluide par le piston est différent de celui en modèle exact. Pour avoir la même SIR, il faudrait prendre la SIR d'un piston de la même taille que la membrane mais alors le chargement serait totalement surestimé du fait d'un rayonnement trop important

11.4. HYPOTHÈSE SIMPLIFICATRICE D'UN TRANSDUCTEUR PISTON

par rapport à la réalité (le fait de prendre un piston équivalent plus petit permet d'intégrer la distribution d'une membrane flexible en terme d'accélération et donc de rayonnement). Du point de vue du temps de calcul, pour l'exemple calculé ici, le temps de calcul a été divisé par 10 (1 heure pour le calcul distribué et moins de 10 minutes pour le calcul par piston équivalent).

Chapitre 12

Validation théorique du Modèle

Dans ce chapitre, une comparaison entre le modèle différence finie de résolution temporelle et le modèle en chargement harmonique présenté dans le chapitre 7.5.2 est effectuée. Le but est ainsi de vérifier l'exactitude de la résolution temporelle ainsi que l'intégration de la charge du fluide sur une membrane. Pour cela, on s'appliquera à toujours être dans un cadre "petits signaux" c'est-à-dire dans une configuration où la tension de polarisation est très grande par rapport à la tension d'excitation ($V_{exc} \ll V_{pola}$). Dans la première partie, on s'attachera à seulement valider la résolution temporelle en tant que telle en restant dans le cadre d'une membrane subissant seulement un chargement électrostatique. La deuxième partie consiste à intégrer dans les deux modèles le chargement du fluide en face-avant et ainsi valider l'intégration de celui-ci présenté dans le chapitre précédent.

12.1 Validation du modèle temporel dans le vide

Dans cette partie, la configuration de base utilisée pour la comparaison entre les deux modèles est celle présentée dans le tableau 7.2 où la surface métallisée recouvre 50% de la surface totale. Dans les deux modèles, le même schéma de discrétisation est utilisé, composé d'un maillage de 7×7 éléments. De plus, pour le modèle temporel, afin de rester dans le cadre de petits signaux large bande, une excitation d'une demi-arche sinusoidale centrée à 30 MHz est appliquée avec une amplitude de 0.5 V.

La première comparaison (figure 12.1) consiste à faire varier la tension de polarisation de l'excitation et de comparer les réponses fréquentielles des deux modèles. Pour le calcul temporel, un pas de temps de 3.10^{-10} s est appliqué pour que le calcul converge et un échantillonnage de plus de 20 000 points est utilisé afin d'obtenir la totalité du signal qui est faiblement amorti dans le vide. De plus, pour obtenir une résolution fréquentielle suffisante et éviter un bruit numérique trop important, un sous-échantillonnage du signal par 15 suivi d'une transformée de Fourier avec un *zero-padding* de 10 000 points permet d'obtenir une résolution fréquentielle à peu près équivalente avec la résolution de 40 kHz/points calculée avec le modèle linéarisé sous chargement harmonique. La figure 12.1 montre donc que pour chaque tension de polarisation qui varie entre 10% et 90% de la tension de collapse ($V_{collapse} = 97.6$ V), les réponses fréquentielles des deux modèles sont identiques. De plus, cette courbe illustre bien l'effet de *softening* (diminution de la fréquence de résonance en

fonction de la tension de polarisation) déjà identifié dans les chapitres 1.2 et 4.3.

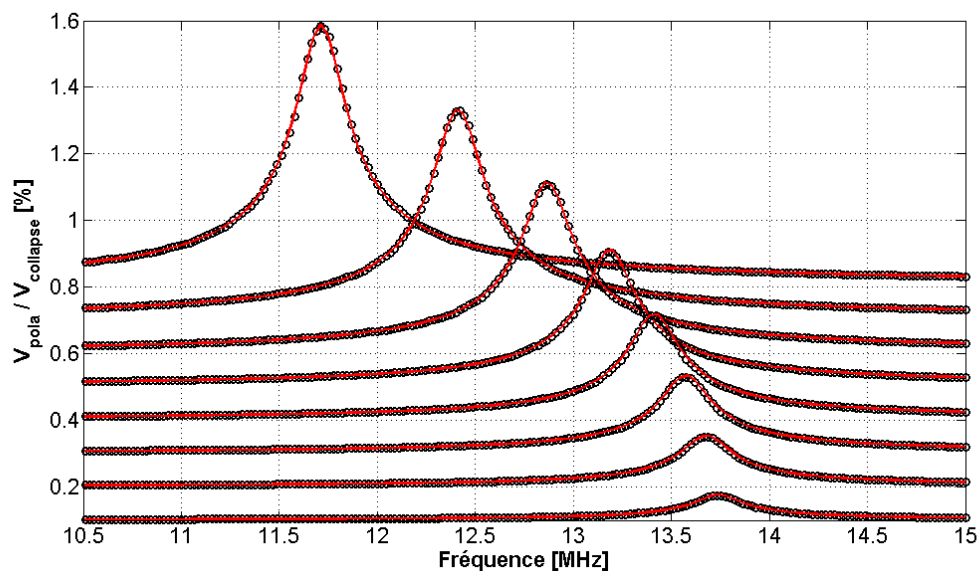


FIGURE 12.1 – Variation de la réponse fréquentielle de la vitesse d'une membrane $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en fonction de la tension de polarisation - courbe rouge : résolution temporelle - cercle noir : résolution fréquentielle

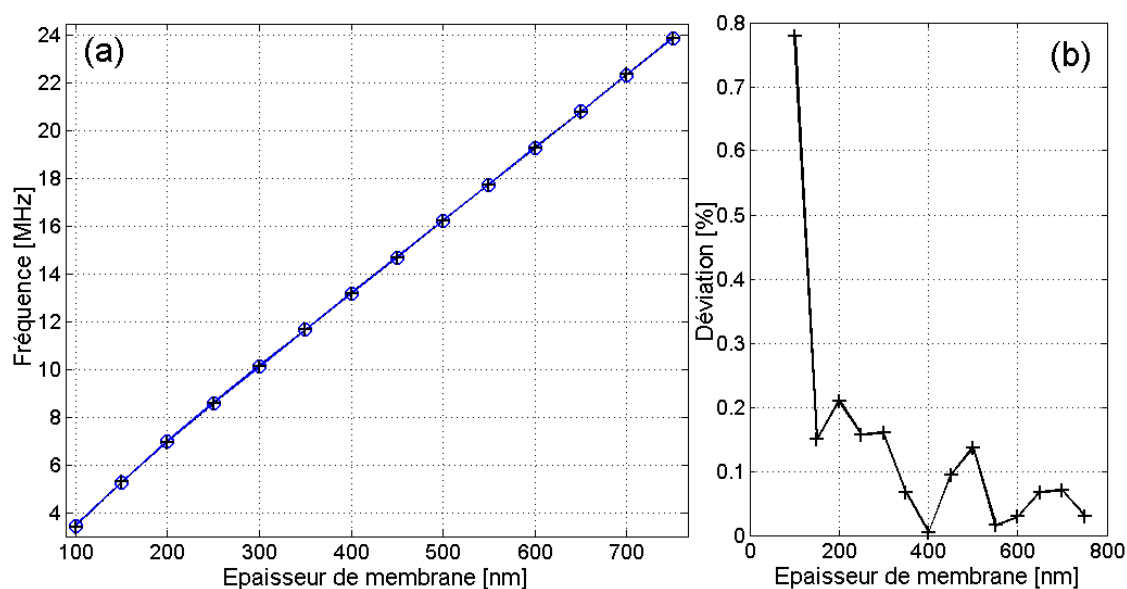


FIGURE 12.2 – (a) Variation de la fréquence de résonance d'une membrane $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en fonction de l'épaisseur de SiN (bleu : résolution temporelle - noir : résolution fréquentielle) (b) Variation de la déviation entre les deux modèles

Dans la seconde étude, on se propose d'étudier la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de membrane. Ainsi, l'épaisseur de la membrane de nitrure de

silicium est comprise entre 100 nm et 750 nm avec un pas d'incrémentation de 50 nm (voir figure 12.2-(a)). On remarque que les deux courbes se superposent et que la déviation (courbe 12.2-(b)) est inférieure à 1%. La variation de la déviation entre les deux modèles, qui est beaucoup plus grande pour une épaisseur de 100 nm que pour 750 nm, s'explique par le fait que l'impact d'une résolution fréquentielle légèrement plus faible du modèle temporel est évidemment beaucoup plus important sur la précision des plus faibles valeurs de fréquences de résonance. La différence absolue entre les deux modèles est d'ailleurs relativement constante autour de 20 kHz pour l'ensemble de l'étude.

Nous avons ainsi montré, qu'en hypothèse de "petits signaux", le modèle temporel retrouve bien les résultats du modèle linéarisé au premier ordre. Ce résultat est somme toute logique, car le modèle reste le même aux niveaux des hypothèses mécaniques et du schéma de discrétisation. Il est à noter que le modèle fréquentiel est 2 fois plus rapide que le modèle temporel (15 secondes contre 30 secondes pour la résolution temporelle).

12.2 Validation du chargement du fluide

Cette dernière étape de validation consiste à vérifier l'intégration du fluide dans le modèle temporel. Pour cela, on le compare au modèle linéarisé à résolution fréquentielle où le chargement du fluide sur la membrane est traduit par une décomposition du rayonnement de chaque élément du maillage par une fonction de Green dans le domaine fréquentiel (voir chapitre 7.5.2).

L'intégration du fluide dans le domaine temporel nécessite un pas de temps Δt beaucoup plus petit que dans le vide pour que le calcul converge. Dans toute cette étude, Δt est fixé à 5.10^{-11} s. Les vecteurs d'excitation mis en entrée du modèle sont donc nécessairement plus grand (de l'ordre de 50 000 à 100 000 points) pour permettre d'observer la réponse complète de la membrane au cours du temps. Les temps de calcul ainsi que la mémoire allouée pour le stockage des différentes variables en deviennent ainsi fortement accrue par rapport à la résolution temporelle dans le vide. Ainsi, pour une simulation d'une membrane dans la même configuration (même maillage+ même station de travail) que la partie précédente, la résolution s'effectue en une heure.

Pour mener cette comparaison, on considère une excitation large bande d'un demi-cycle centré à 15 MHz avec une amplitude faible devant la polarisation. De plus, on considère un fluide de célérité $c_0 = 1500$ m/s et de masse volumique $\rho_0 = 1000$ kg/m³ et une structure initiale de membrane équivalente à celle utilisée précédemment (voir tableau 7.2).

Dans un premier temps, l'épaisseur de la membrane varie entre 100 et 750 nm et les fréquences de résonance résolues en temporel et fréquentiel sont comparées (figure 12.3-(a)). Les deux résolutions offrent des résultats cohérents avec une déviation inférieure à 5% entre les deux modèles (figure 12.3-(b)). En comparant avec la figure 12.2-(a) qui traduit la même situation dans le vide, On remarque que le fluide a pour effet de fortement baissé la fréquence de résonance par rapport au vide. De plus, la variation d'erreur entre les deux modèles est d'ailleurs, comme dans le cas du vide, due majoritairement à la résolution fréquentielle plus faible du modèle temporel.

Ce phénomène est d'ailleurs plus flagrant dans la deuxième étude (figure 12.3(c) et (d)).

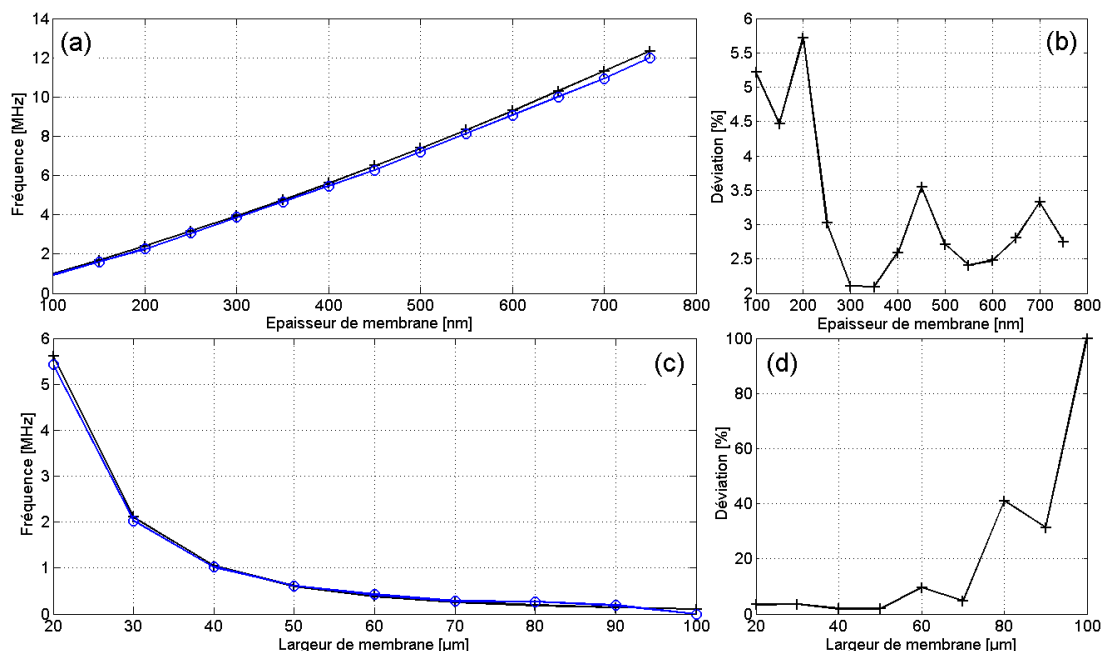


FIGURE 12.3 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur (a) et de la largeur (c) de membrane et variation respectives des déviations entre les deux modèles (b) et (d) (bleu : modèle temporel - noir : résolution fréquentielle)

Dans celle-ci, on fait varier la largeur de membrane entre 20 et 100 μm . On remarque que jusqu'à 50 μm , la déviation entre les deux modèles est sensiblement équivalente à celle obtenue dans la première étude mais qu'au delà, la résolution dans le domaine fréquentiel étant de l'ordre de la valeur de la fréquence de résonance (autour de 100 kHz), la précision de l'estimation du modèle temporel s'en retrouve fortement détérioré. La solution serait alors de calculer sur un nombre de points encore plus important mais au détriment d'un temps de calcul largement augmenté. On comprend aisément que la vocation première d'une résolution temporelle n'est pas la recherche du comportement en fréquence d'une cellule (qui finalement est résolu efficacement et rapidement avec le modèle linéarisé) mais plutôt d'étudier l'impact du signal d'excitation sur la réponse de celle-ci comme nous allons le voir dans la partie qui suit.

Chapitre 13

Impact de la non-linéarité sur la réponse temporelle

Dans ce chapitre, nous focalisons notre étude sur la réponse dynamique d'une membrane cMUT chargée par un fluide. Nous menons ici une analyse expérimentale et théorique afin d'évaluer la validité du modèle et principalement d'identifier l'impact de la non linéarité intrinsèque des dispositifs cMUTs sur leurs réponses temporelles. Les données expérimentales que nous exploitons ici sont des mesures de déplacements réalisées en face avant d'un dispositif constitué d'une seule cellule, de forme rectangulaire. Le protocole que nous avons utilisé ainsi que l'identification des paramètres d'entrée du modèle sont décrits dans la section 13.1. Pour discriminer correctement les effets de la non-linéarité, nous avons choisi de travailler avec des signaux tels que, dans un premier cas, le régime de collapse ne soit jamais atteint (section 13.2) et, dans un deuxième cas, la membrane puisse subir en temps réel les phases de collapse et de snapback (notion de collapse/snapback dynamique - section 13.3). Enfin, nous proposons, dans la dernière section, une démarche d'optimisation de l'excitation d'un cMUT pour des applications d'imagerie.

13.1 Protocole d'ajustement du modèle temporel avec des données expérimentales

Dans cette partie, on s'attache à ajuster les paramètres du modèle pour arriver à décrire au mieux la cellule présentée sur la figure 13.1 -(a). Le dispositif étudié est constituée d'une seule cellule de forme rectangulaire. Le procédé de fabrication utilisé est celui présenté dans la section 2.4. On a ainsi une membrane en nitrure de silicium faiblement contraint et partiellement métallisée avec une couche d'aluminium. Bien que l'ensemble des paramètres géométriques aient été définis avant la fabrication, nous avons vérifié et ajusté l'ensemble des données géométriques au moyen d'une mesure au microscope holographique digitale (section 4.1).

Les mesures des tailles des différentes dimensions du plan sont faites sur l'image d'intensité (figure 13.1-(a)) . On évalue sans difficulté les dimensions latérales de la membrane ainsi que celles de l'électrode (voir tableau 13.1). Les épaisseurs des couches de nitrure

13.1. PROTOCOLE D'AJUSTEMENT DU MODÈLE TEMPOREL AVEC DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

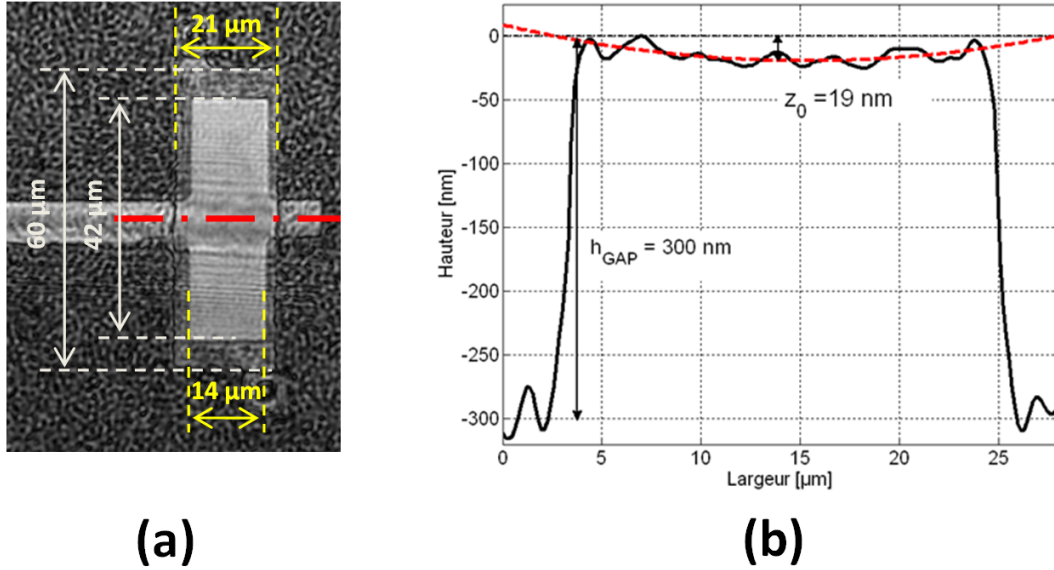


FIGURE 13.1 – (a) Mesure DHM en intensité de la cellule étudiée - (b) Mesure de la déflexion initiale sur le profil central de la cellule (noir : mesure - rouge : courbe de fit)

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	$l_{mb} = 21 \mu\text{m}$	$l_{el} = 14 \mu\text{m}$	
Longueur	$l_{mb} = 60 \mu\text{m}$	$l_{el} = 42 \mu\text{m}$	
Epaisseur	$h_{mb} = 650 \text{ nm}$	$h_{el} = 450 \text{ nm}$	$h_{GAP} = 200 \text{ nm}$

TABLE 13.1 – Caractéristiques géométriques de la cellule extraites de la mesure par microscopie holographique

et d'aluminium ne peuvent être déterminées ici (on suit ici les données fournies par le constructeur). Par contre, on peut de manière indirecte évaluer la hauteur de la cavité par la mesure de profilométrie (figure 13.1-(b)) faite au centre de la membrane. On distingue un saut de 300 nm qui correspond, comme expliqué précédemment, à la hauteur de la couche sacrificielle déposée et donc de la cavité. Au vue de la forte rugosité de ce dispositif, il a été entrepris d'utiliser une interpolation des points expérimentaux mesurés uniquement sur la membrane pour évaluer sa déflexion initiale (courbe rouge de la figure 13.1-(b)). La déflexion initiale est évaluée à 19 nm. Cette valeur étant relativement faible comparativement à l'épaisseur de la membrane et tenant compte du fait qu'elle intègre l'effet de la pression atmosphérique (typiquement 10 nm pour ces configurations), la contrainte initiale n'a pas été prise en compte dans la modélisation que nous avons menée par la suite. On intègre cette donnée dans le calcul uniquement comme une position initiale de la membrane.

Une mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation, toujours avec le DHM, permet d'extraire la tension de collapse statique du dispositif. La courbe expérimentale de déflexion du point central de la membrane est représentée en figure 13.2. Nous avons considéré que la tension de collapse était donnée par la valeur de tension à partir de laquelle la membrane ne défléchissait plus, soit ici à peu près 110 Volts. On peut aussi, avec cette mesure, vérifier la hauteur de la cavité par l'amplitude de la déformation subie,

13.1. PROTOCOLE D'AJUSTEMENT DU MODÈLE TEMPOREL AVEC DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

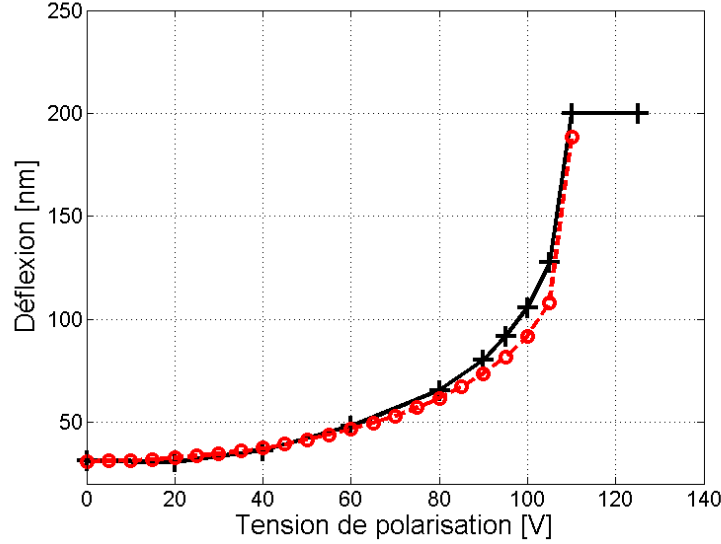


FIGURE 13.2 – Variation de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (courbe noire : mesure par microscope holographique, courbe rouge : simulation avec les paramètres ajustés)

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Module d'Young	$E_{mb} = 205 \text{ GPa}$	$E_{el} = 68 \text{ GPa}$	
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.23$	$\nu_{el} = 0.35$	
Masse volumique	$\rho_{mb} = 3305 \text{ kg/m}^3$	$\rho_{el} = 2700 \text{ kg/m}^3$	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 9.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$

TABLE 13.2 – Caractéristiques mécaniques et électrostatiques de la cellule ajustées à partir de la mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation à l'aide du DHM

ici 200 nm. Cette valeur est plus petite que la donnée géométrique. Cet écart, bien qu'il soit important, n'a pas d'explications aujourd'hui (Chapitre 4.1). Toutefois, la réponse que présente la membrane est parfaitement cohérente avec celle d'un micro-système électrostatique traditionnel et, pour la suite, nous avons choisi d'ajuster les paramètres mécaniques et électrostatiques de la membrane en considérant que la hauteur de cavité effective était de 200 nm. Partant du modèle de résolution statique présenté dans le chapitre 7 et des caractéristiques standards du nitrure de silicium, nous avons utilisé la courbe expérimentale de déflexion pour ajuster manuellement les paramètres du matériau déposé ici. La courbe théorique (courbe rouge de la figure 13.2) est superposée à la courbe expérimentale et l'ensemble des données est reporté dans le tableau 13.2.

Afin d'évaluer la validité de ces paramètres dans le cadre d'une analyse dynamique, nous avons mesuré la réponse impulsionnelle du déplacement du dispositif considéré dans le cas d'une excitation de très faible amplitude devant la polarisation, afin d'éliminer les composantes non linéaires. Le spectre de ces réponses, établies dans l'air et dans l'huile pour plusieurs tensions de polarisation, sont données en figures 13.3 et 13.4. Seules les simulations dans l'air ont été reportées (courbes noires de la figure 13.3). On voit que l'évolution de

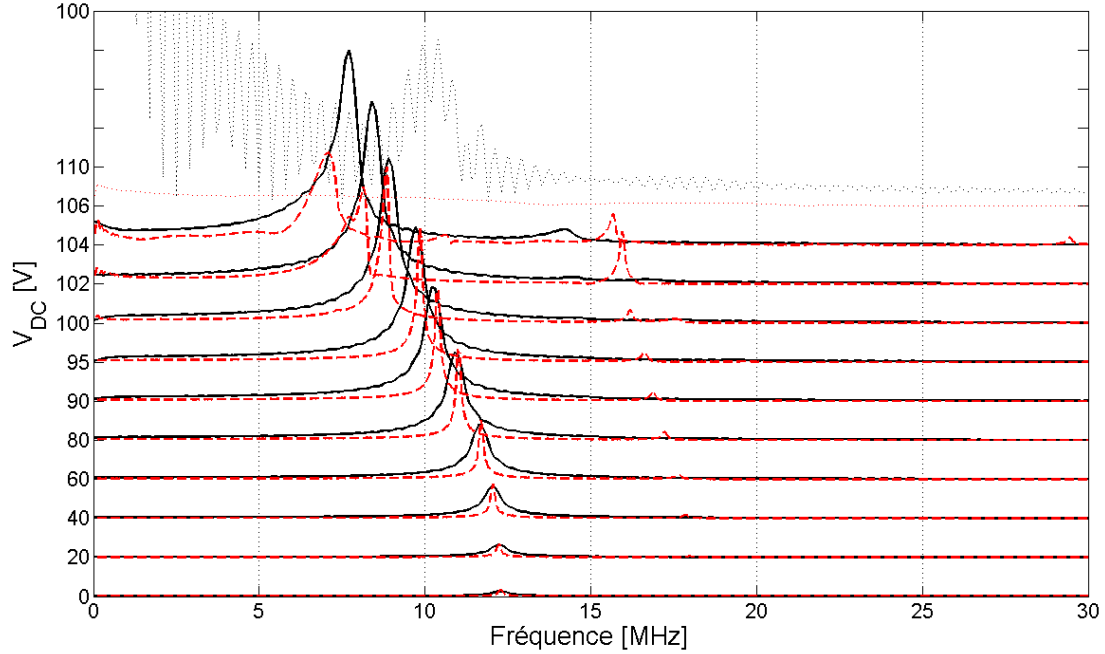


FIGURE 13.3 – Spectre du déplacement au centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation (rouge : mesure - noir : modèle ajusté)

la fréquence dans l'air avec la tension de polarisation est parfaitement prédite. Elle suit tout naturellement l'évolution de la déflexion statique. La valeur de la résonance initiale est ici de 12.3 MHz. Cette donnée a été utilisée pour ajuster la masse volumique du nitrure de silicium. Les mesures dans l'huile ont été faites selon les conditions établies dans la section 4.2. Le dispositif présente une réponse similaire à la mesure dans l'air, où cette fois du fait de l'effet de masse du fluide, la résonance chute à la valeur de 4.5 MHz. L'effet de la décroissance de la fréquence de résonance avec la tension de polarisation est, dans le cas d'une seule cellule en charge acoustique, un phénomène qui apparaît clairement contrairement au cas de plusieurs cellules couplées comme pour un élément de barrette (figure 4.10).

13.2 Réponse de la membrane en régime impulsionnel

Dans cette première étude, nous avons choisi d'appliquer à la membrane des demi-cycles positifs de forme sinusoïdale centrés aux fréquences de 1 MHz, 2,5 MHz, 5 MHz et 10 MHz, soient des excitations dont le spectre d'émission couvre respectivement des bandes de fréquence de largeur 2 MHz, 5 MHz, 10 MHz et 20 MHz. Ce choix a été établi au vu de la fréquence propre de la membrane dans l'huile (4,5 MHz). Pour chaque fréquence, deux niveaux d'amplitudes sont appliqués : l'un que l'on dénomme comme "petit signal" (PS) ayant pour valeur pic-pic $V_{PS} = 15\% V_{collapse} \approx 17$ V, l'autre, dit "grand signal" (GS), prenant pour valeur pic-pic $V_{GS} = 35\% V_{collapse} \approx 39$ V. Une tension de polarisation de $70\% V_{collapse} = 77$ V est superposée à l'ensemble des excitations. L'excitation GS ne

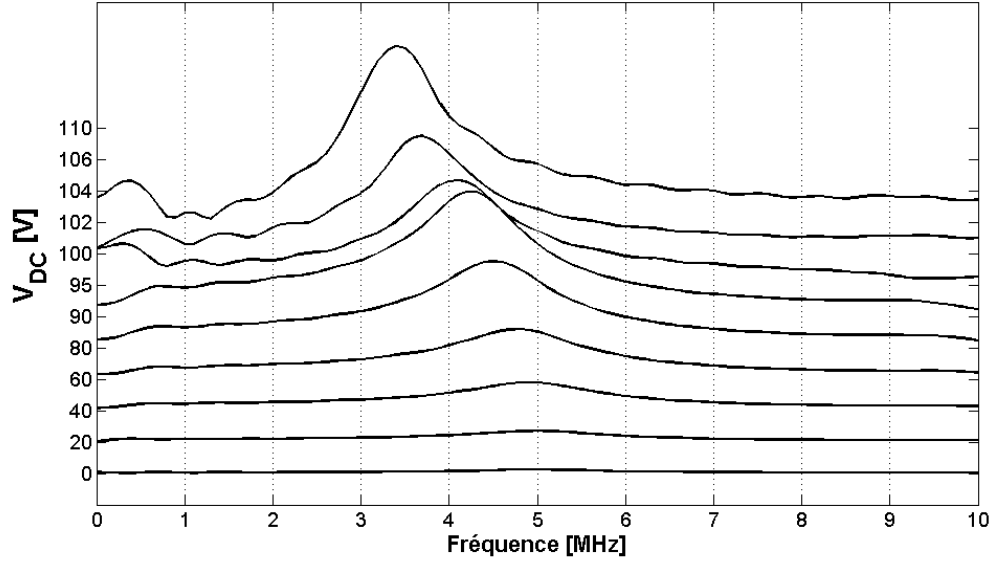


FIGURE 13.4 – Spectre du déplacement au centre de la membrane plongée dans l'huile en fonction de la tension de polarisation

dépasse jamais la tension de collapse. L'alimentation des tensions alternatives est effectuée à l'aide d'un ampli de classe A pour minimiser la non-linéarité du signal électrique en entrée de la cellule. De plus, cette tension est mesurée aux bornes du dispositif et l'acquisition de l'ensemble tension/déplacement du centre de la membrane est faite au moyen d'un oscilloscope de marque Lecroy comme présenté dans le chapitre 4.2.

Pour la simulation des dispositifs, la tension d'entrée mesurée a été réutilisée comme signal " théorique " d'excitation des membranes, ceci afin de prendre en compte les effets de filtrage liés à la connectique et au câble. Toutefois, la prise en compte de ces effets n'est que partielle puisque la mesure est réalisée en amont des micro-pointes, et il faut rappeler qu'une seule cellule est excitée ce qui représente une charge électrique de très faible résistance et de capacité 1 pF.

L'ensemble des mesures temporelles ainsi que leurs spectres respectifs sont présentés dans les figures 13.5 et 13.6.

Pour une fréquence d'excitation de 1 MHz (figures 13.5-(a) et 13.6-(a)), quelle que soit l'amplitude du signal d'entrée, la membrane suit la forme de l'excitation, avec toutefois l'apparition d'une distorsion d'amplitude significative à forte amplitude d'excitation. Cela se traduit sur la réponse fréquentielle par un enrichissement du spectre en composantes non-linéaires entre 1 et 2 MHz, venant ainsi élargir la bande passante de la réponse. Cette distorsion est une conséquence naturelle de la forme caractéristique de la courbe de déflexion mécanique d'une membrane électrostatique (figure 14.2).

Avec une excitation centrée à 2,5 MHz (figures 13.5-(b) et 13.6-(b)), comme précédemment, la membrane suit l'excitation, toutefois, il apparaît à la fin de la réponse temporelle une traîne qui correspond à la fréquence propre de la membrane dans l'huile. Cet effet est clairement expliqué sur la réponse fréquentiel où l'on voit que ce sont les composantes

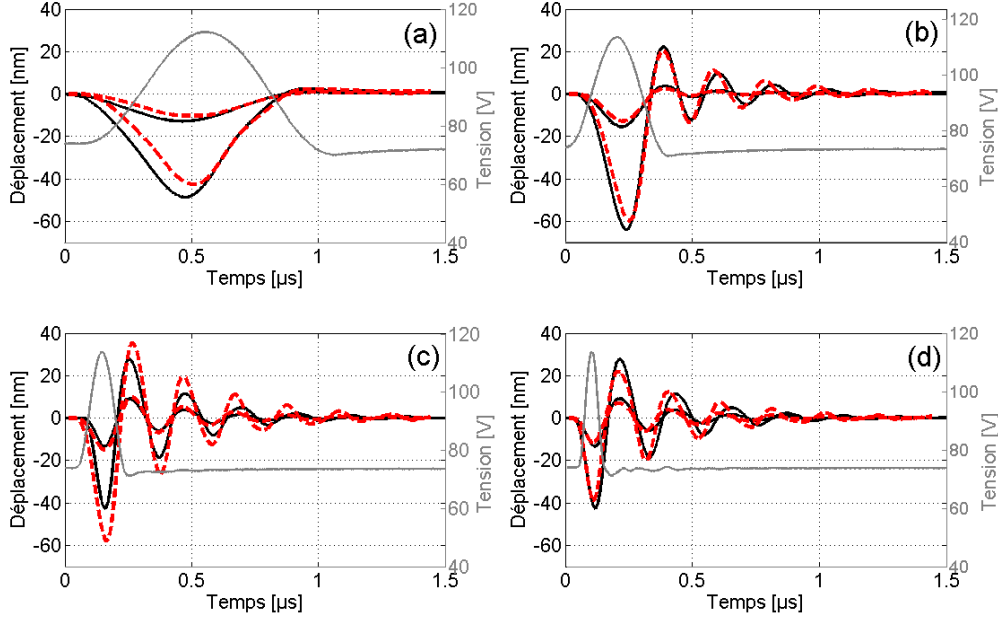


FIGURE 13.5 – Réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : tension d'entrée "grand signal")

non-linéaires qui ont excitées le mode propre, bien qu'il soit bien au-delà de la bande du signal appliquée au cMUT. Ainsi, en plus des composantes non-linéaires, le spectre est enrichi des composantes spectrales qui constituent ce mode propre (figure 13.4). Cela se traduit par un spectre qui est pratiquement constant de 0 à 5 MHz. L'excitation de petite amplitude confirme l'origine non-linéaire de cette résonance puisqu'elle est pratiquement inobservable dans ce cas.

Pour les deux configurations d'excitation (1 et 2,5 MHz), les simulations prédisent parfaitement ce comportement. On peut noter que les amplitudes de déplacement mesurées sont justes ce qui, dans une démarche d'optimisation d'une sonde ultrasonore cMUT, pour de l'imagerie voire de la thérapie, est fondamental puisque l'un des principaux critères de conception est la valeur absolue du champ de pression émis. On remarque pour l'excitation de 2,5 MHz une surestimation de la fréquence double de la fréquence propre (9 MHz), celle-ci serait théoriquement issue de la non-linéarité de la résonance. La mesure ne permet pas de conclure sur son existence puisque si elle existe, son amplitude est trop faible pour sortir du bruit de mesure.

A 5 MHz (figures 13.5-(c) et 13.6-(c)), l'excitation est ici centrée sur la fréquence propre de la membrane. Le déplacement présente une réponse classique d'un système résonant amorti. Les transformées de Fourier pour les deux amplitudes d'excitation sont ainsi dominées par la résonance à 4,5 MHz et présentent un "plateau" en basses-fréquences à -10 dB du maximum de la courbe, avec très peu de composantes non-linéaires. On observe de nouveau une composante à 2 fois la fréquence propre de la membrane. Cette même com-

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

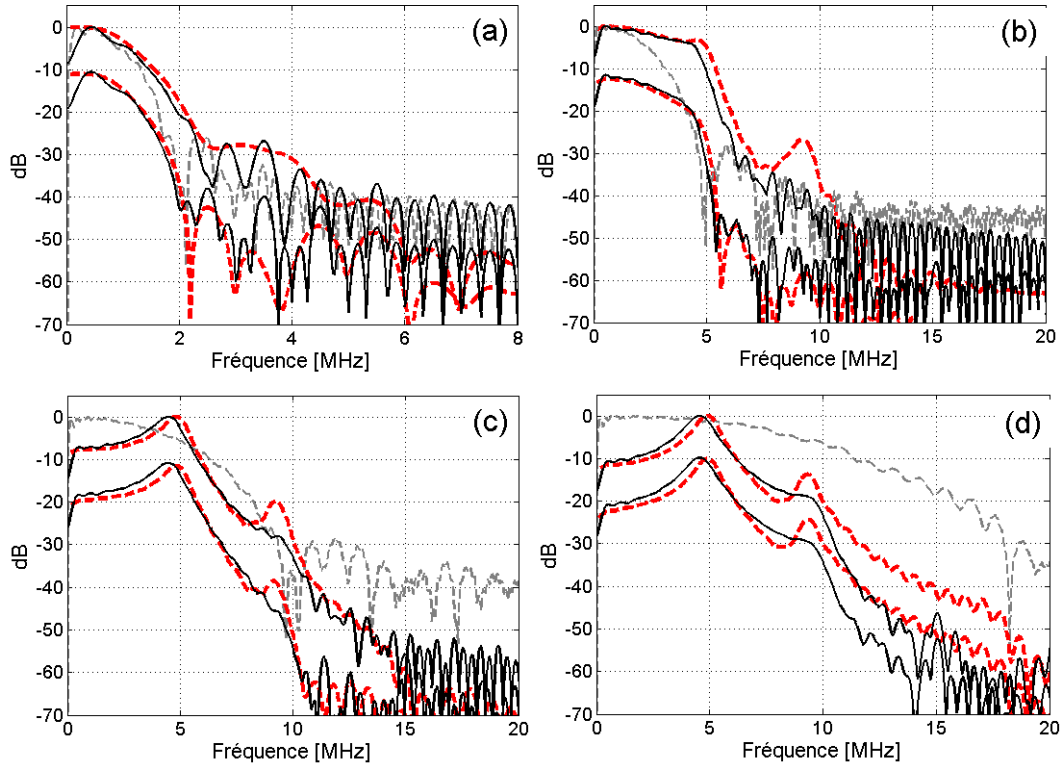


FIGURE 13.6 – Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : spectre de la tension d'entrée "grand signal")

posante apparaît aussi pour l'excitation à 10 MHz (figures 13.5-(d) et 13.6-(d)). Pour les deux fréquences (5 et 10 MHz) le modèle surestime l'amplitude de cette composante.

Toutefois, on peut partiellement conclure que si on excite le cMUT dans sa bande nominale, voire dans une bande de fréquence légèrement inférieure (cas **b**), la non linéarité conduit à la présence d'une harmonique de fréquence double dans le spectre, même si elle est bien au dessus du spectre d'émission.

13.3 Étude du cycle d'hystérésis - Notion de collapse/snapback dynamique

Dans le paragraphe précédent, notre étude s'est limitée à l'impact de la non linéarité native des cMUTs sur leur réponse temporelle, sans jamais atteindre le phénomène de collapse. Ici, nous imposons des conditions d'excitation temporelle telle que la membrane puisse subir en temps réel le phénomène de collapse-snapback dynamique. Après avoir introduit ce phénomène (section 13.3.1), nous en analysons l'impact sur la réponse

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

impulsionnelle (section 13.3.2) puis sur le cycle d'hysteresis (cycle déplacement-tension de la membrane - section 13.3.3). Enfin, nous introduisons dans la section 13.3.4 la notion de coefficient de couplage électromécanique dynamique utile à l'interprétation des résultats.

13.3.1 Identification du phénomène de collage en dynamique

Pour présenter le phénomène de collapse-snapback dynamique, nous avons soumis la cellule à une excitation sinusoïdale comportant 3 périodes, de fréquence 200 kHz, avec une tension pic-pic de 140% de $V_{collapse}$ soit environ 150 V_{pp} . La tension de polarisation imposée aux bornes du dispositif est maintenue à 70% de $V_{collapse}$. Cette configuration d'excitation permet, pour une fréquence donnée, de balayer la totalité du cycle de tension 0 V - 140% $V_{collapse}$ - 0 V. La réponse temporelle du déplacement ainsi que le signal d'excitation sont présentés figure 13.7-(a). La figure 13.7-(b) traduit ces deux courbes en une seule, le cycle déplacement-tension. Cette représentation, où l'échelle des temps est sous-entendue, permet, en outre, de comparer les courbes dynamiques aux cycles statiques d'hysteresis que l'on peut acquérir, par exemple, avec le microscope holographique (voir par exemple la figure 4.3-(b)). Cette représentation a par ailleurs un autre intérêt, elle permet d'observer la stabilité de la réponse de la membrane au cours du temps, par exemple pour des études de vieillissement ou d'effets de charge.

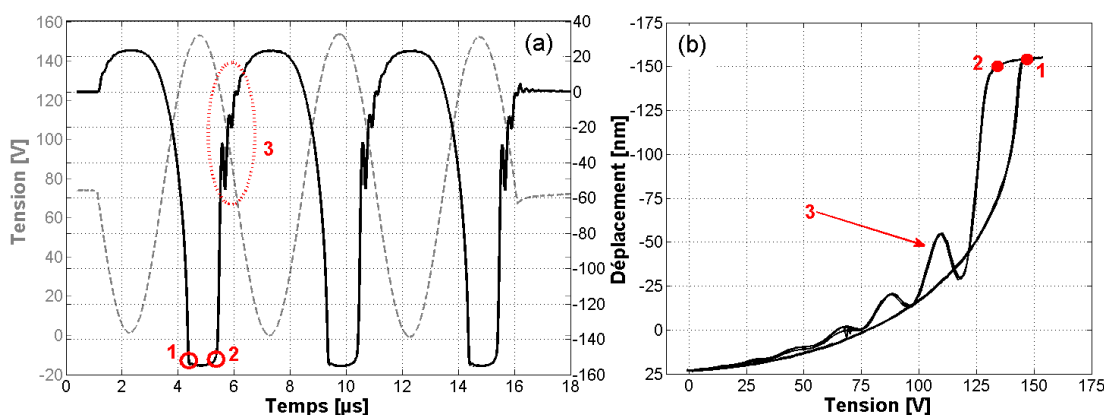


FIGURE 13.7 – (a) Réponse temporelle du centre d'une membrane à une excitation de 3 cycles sinusoïdaux à 200 kHz d'amplitude pic-pic 140% de $V_{collapse}$ et polarisée à 70% de $V_{collapse}$ - (b) courbe correspondante du déplacement en fonction de la tension d'excitation

Le déplacement mesuré présente une forte asymétrie : lors de la diminution de la tension d'excitation, le déplacement engendré, qui correspond à un relâchement des forces électrostatiques, est relativement faible. Lorsque la tension augmente, la membrane, en temps réel, se déforme pour atteindre le régime de collapse dynamique (point annoté 1). Du point 1 au point 2, le centre de la membrane ne bouge plus alors que la pression électrostatique varie. Au point 2, comme dans le cas statique, l'élasticité est devenue suffisante pour contrecarrer la pression électrostatique et la membrane se décolle du fond : c'est le *snapback dynamique*. On distingue *collapse et snapback dynamique* du *collapse et snapback statique* car leurs valeurs évoluent en fonction de la fréquence d'excitation du système [ELATA2005, LOH-FINK2005a](voir chapitre 13.3.4). Immédiatement après le snapback, un mode de vibration

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

(indiqué par **3**) apparaît, contrairement au cas statique. Ce mode n'est autre que le mode propre de la membrane comme nous le confirmerons dans la prochaine section.

13.3.2 Impact du collapse sur la réponse impulsionnel

Dans cette deuxième partie, nous reprenons le protocole de l'étude présentée chapitre 13.2 en imposant des tensions dont la valeur maximale est supérieure à la valeur de tension de collapse $V_{collapse} = 110$ V. Pour cela, un demi-cycle positif d'une amplitude de 70% $V_{collapse}$ ($= 77$ V) se superpose à la tension de polarisation dont la valeur est maintenue à 77 V. Les mesures temporelles au centre de la cellule excitée à des fréquences de 1 MHz, 2,5 MHz, 5 MHz et 10 MHz sont présentées dans la figure 13.8 ainsi que les simulations temporelles associées. Leurs spectres respectifs sont tracés sur la figure 13.9.

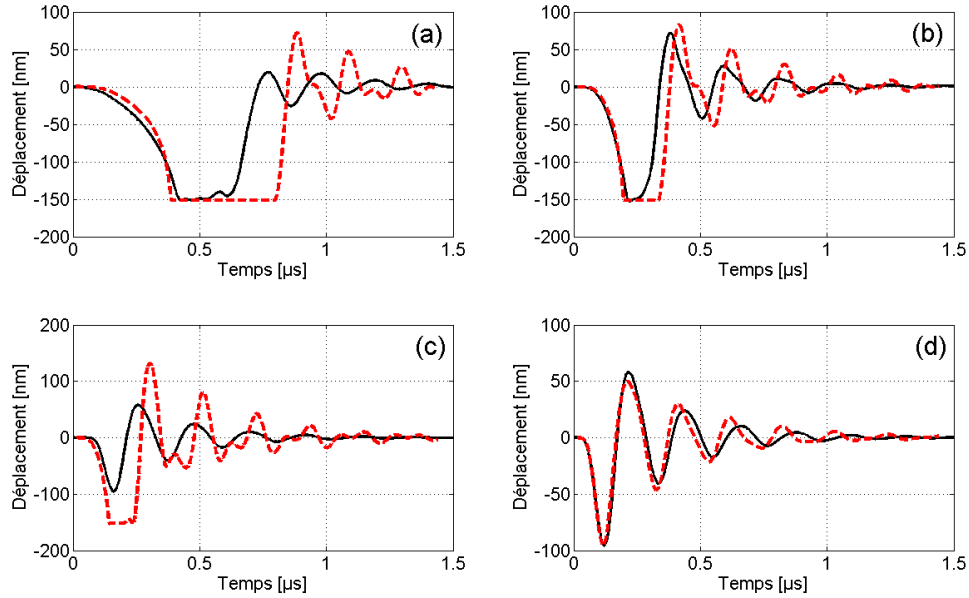


FIGURE 13.8 – Réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\% V_{collapse} = 77$ V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)

Ainsi, pour une fréquence d'excitation de 1 MHz (figures 13.8-(a) et 13.9-(a)), on identifie de nouveau les phénomènes de collapse-snapback dynamique et la présence du mode de relâchement. Le spectre du signal est en conséquence plus complexe : la bande utile est fortement élargie autour du spectre d'émission du fait de la forme "carrée" de la première partie de la réponse avec la présence à 4,5 MHz du mode propre de la membrane pour les données expérimentales. Le modèle décrit correctement ces phénomènes. La fréquence propre simulée est de 4,8 MHz. Toutefois, la tension de snapback dynamique est surestimée par le modèle, ce qui explique la différence que l'on observe entre les réponses théoriques et expérimentales. Cet écart provient vraisemblablement du fait que le calcul des forces électrostatiques en mode collapse assimile la zone de contact substrat/membrane à un

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

condensateur plan parfait sans tenir compte d'éventuels effets de bords. En conséquence, la confrontation des spectres théoriques à 1 MHz est fortement biaisée. Par ailleurs, à 5 MHz, la membrane a atteint le collapse théoriquement mais pas expérimentalement, du fait de l'écart entre fréquence propre (4,8 MHz contre 4,5 MHz). Par contre à 2,5 MHz, l'écart a moins d'importance sur la réponse temporelle et on peut observer que le mode propre en phase de " relâchement " est accompagnée de son harmonique d'ordre 2. Si, lors des mesures impulsionnelles précédentes, ce phénomène était difficile à visualiser, il est ici clairement observé et démontré. A 10 MHz, la membrane est excitée au-delà de la zone de transition entre régime élastique et régime d'inertie, le modèle décrit prédit parfaitement la réponse temporelle mesurée ainsi que la présence de l'harmonique d'ordre 2 de la fréquence propre.

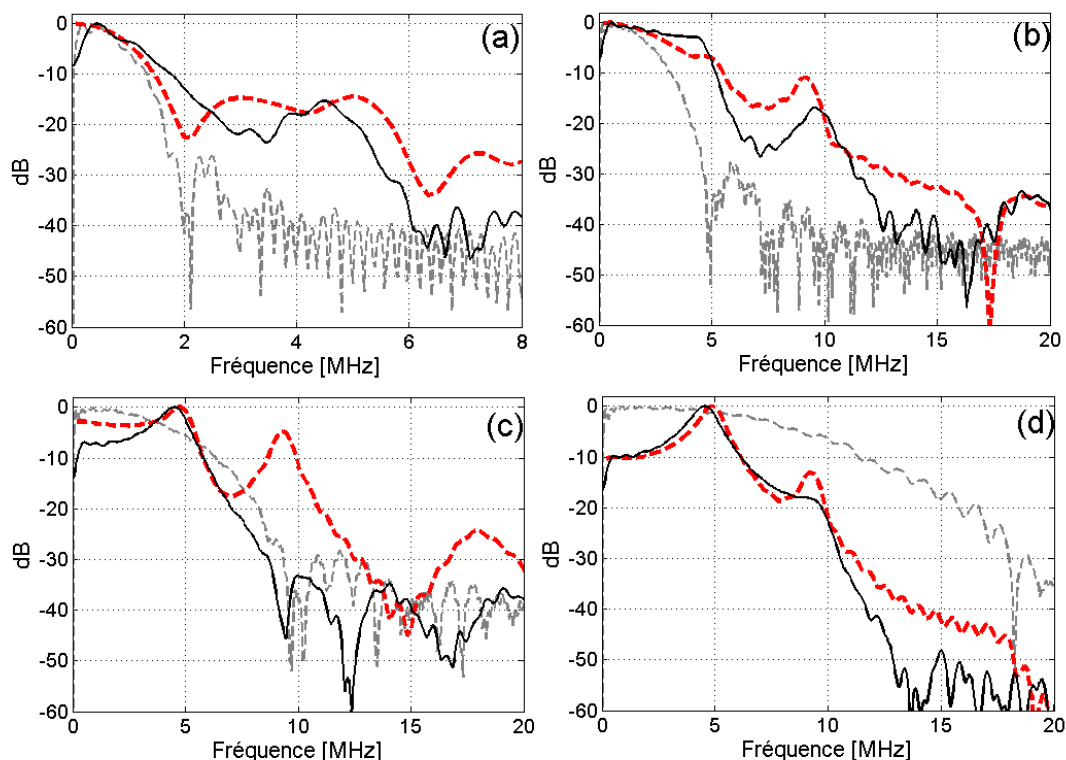


FIGURE 13.9 – Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\% V_{collapse} = 77$ V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)

13.3.3 Évolution du cycle d'hystérésis

Dans cette partie, l'évolution en fonction de l'amplitude et de la fréquence d'excitation du cycle d'hystérésis est analysée sur la base de résultats expérimentaux uniquement. Pour cela, de la même manière que dans la partie 13.3.1, une excitation de 3 cycles sinusoïdaux

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

aux fréquences de 200 kHz, 1 MHz, 2.5 MHz, 5 MHz et 10 MHz est appliquée en conservant une tension de polarisation de 77 V. Trois niveaux d'amplitude pic-pic (30%, 70% et 140% de $V_{collapse}$) sont appliqués. On mesure toujours ici le déplacement du centre de la membrane en immersion dans l'huile à l'aide de l'interféromètre laser. L'ensemble des cycles mesurés est regroupé dans la figure 13.10.

Dans cette étude, nous proposons de scinder l'analyse de la réponse de la membrane en trois domaines (parties 13.2 et 13.3.2), du régime purement élastique (domaine **I**) jusqu'au régime purement inertiel (domaine **III**).

Dans le premier domaine (domaine **I** de la figure 13.10 soient les figures 13.10-(a) et (b)), les fréquences d'excitation sont très inférieures à la fréquence de résonance. En cycle complet (cycle 0 V-150 V-0 V, courbes noires des figures), la réponse, bien que dynamique, est purement hystérétique et rappelle le comportement statique de la membrane, même à 1 MHz. Pour les faibles valeurs d'amplitudes (courbes bleues et rouges), les parties croissantes et décroissantes du cycle se superposent. On voit qu'en comparant les cycles complets à 200 kHz (figure (a)) et 1 MHz (figure (b)), les tensions de collapse augmentent (145 V pour 200 kHz et 150 V pour 1 MHz) et les tensions de snapback diminuent (respectivement 145 V et 131 V). La réponse de la membrane est stable au cours des différents cycles parcourus. Cela traduit que les charges majoritaires proviennent de la pression électrostatique et, que l'inertie du fluide n'agit finalement que lors de l'apparition du mode de relâchement après contact au fond de la cavité. En basses fréquences, le comportement peut assez naturellement être assimilé à un *régime quasi-statique*.

Le deuxième domaine (domaine **II** de la figure 13.10 soit la mesure à 2.5 MHz, figure 13.10-(c)) considère une fréquence d'excitation plus proche de la fréquence de résonance tout en restant inférieure à celle-ci. Le cycle complet est ici beaucoup plus complexe : pendant le premier cycle sinusoïdal, le déplacement suit à peu près l'allure statique comme dans les cas précédents, mais l'inertie du fluide intervient finalement assez vite changeant profondément la forme de la réponse. On observe toutefois, qu'une fois le régime permanent établi (premier cycle), le comportement reste stable en fonction de l'excitation. Ceci implique que les effets de charges additionnelles, sont ici inexistantes. Pour des amplitudes moyennes (courbe rouge), la courbe est similaire à celle de très fortes amplitudes alors que pour de faibles amplitudes, le cycle déplacement/tension présente une forme elliptique caractéristique d'un système linéaire. Ce second domaine est finalement, dès lors que la tension augmente trop, dominé par le régime transitoire de la membrane généré à chaque phase de relâchement de la pression électrostatique, même si le collapse n'est pas atteint. En pratique, ce type de réponse peut être extrêmement délicat à contrôler, notamment dans le cas d'une utilisation des cMUTs avec des excitations de type bande étroite.

Enfin, le troisième domaine (domaine **III** de la figure 13.10 c'est-à-dire les réponses aux fréquences d'excitation à 5 MHz (d) et 10 MHz (e)) illustre le comportement pour des fréquences d'excitations supérieures ou égales à la fréquence de résonance. Les figures (d) et (e) présentent ainsi des comportements où l'inertie du fluide est dominante. A 5 MHz, proche du mode propre de la membrane, la forme de la réponse est une ellipse, quelle que soit l'amplitude, c'est bien la signature d'un système linéaire. On peut juste noter une légère distorsion du cycle pour la plus grande amplitude d'excitation. A 10 MHz, les amplitudes de déplacement ont naturellement fortement diminué (50 nm contre 150

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

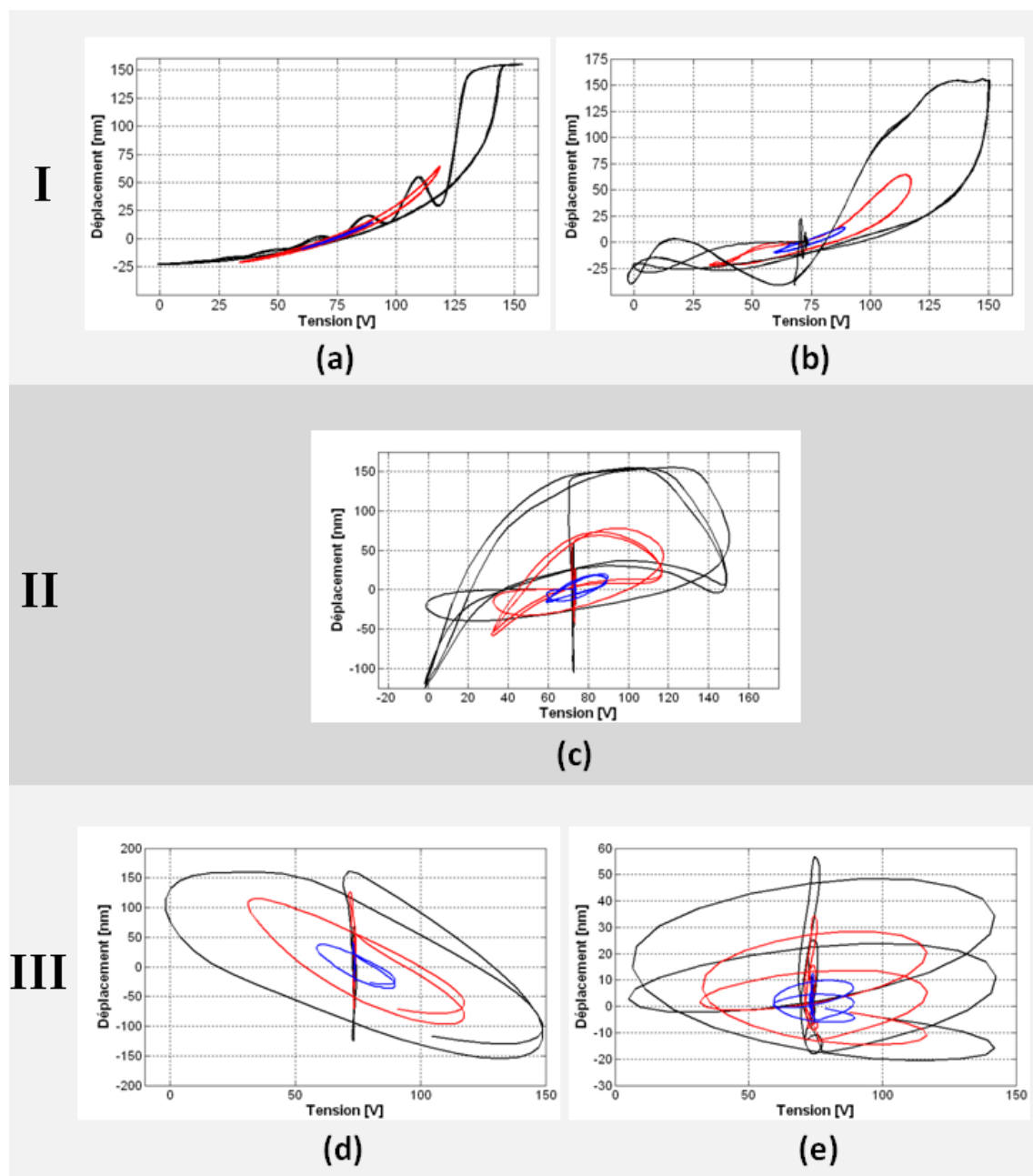


FIGURE 13.10 – Comparaison des comportements déplacement/tension d'excitation en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation : (a) 200 KHz, (b) 1 MHz, (c) 2.5 MHz, (d) 5 MHz et (e) 10 MHz (courbe bleue : $V_{pp} = 30$ V, courbe rouge $V_{pp} = 75$ V, courbe noire $V_{pp} = 150$ V)

nm à 5 MHz). Bien au-delà de la fréquence propre de la membrane, les forces de rappel dominantes sont uniquement celles liées à l'inertie du fluide. En d'autres termes, dans cette gamme de fréquence, les cMUTs sont quasiment des générateurs " parfaits " avec une impédance acoustique interne très faible devant celle du fluide. La forme dominante

13.3. ÉTUDE DU CYCLE D'HYSTÉRÉSIS - NOTION DE COLLAPSE/SNAPBACK DYNAMIQUE

des cycles déplacement/tension est bien celle d'une ellipse. Toutefois, à chaque période d'excitation, le cycle parcouru change et semble très sensible aux conditions initiales de la membrane, en termes de déplacement et de vitesse. Cette sensibilité se traduit sur la mesure par une forme d'instabilité apparente de la réponse qui disparaît une fois le régime permanent établi.

On peut assez bien illustrer la transition entre les régimes élastiques et d'inertie des cMUTs à travers les résultats de la figure 13.11. Nous avons, par simulation, calculé l'évolution des tensions de snapback et de collapse dynamiques en fonction de la fréquence d'excitation (3 cycles sinusoidaux). La polarisation est toujours de 77 Volts et l'amplitude est ajustée manuellement à chaque fréquence pour atteindre le collapse.

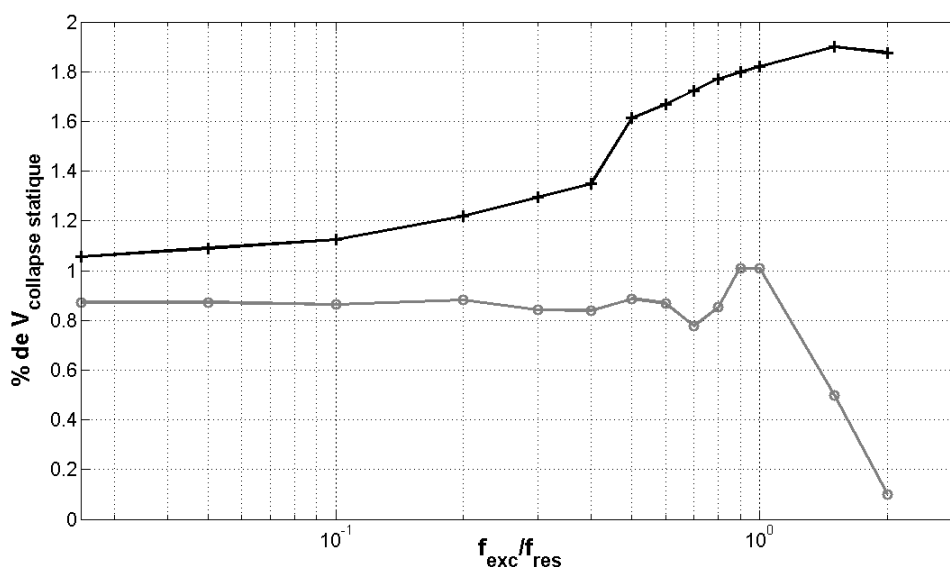


FIGURE 13.11 – Evolution du collapse et du snapback dynamique (normalisée par rapport à la valeur de $V_{collapse}$ en statique) dans l'eau en fonction de la fréquence d'excitation normalisée par rapport à la fréquence de résonance dans l'eau de la membrane

Dans un premier temps, jusqu'à une fréquence d'excitation d'une valeur de la moitié de la fréquence de résonance, la pente d'augmentation de la tension de collapse est régulière tandis que la tension de snapback n'évolue pas (autour de $0.8 \times V_{collapse}$ statique). C'est le régime quasi-statique. Une forte augmentation de la tension de collapse apparaît alors dans la zone de transition entre le régime quasi-statique et le régime inertiel. L'évolution de la tension de collapse est alors constante alors que la tension de snapback diminue fortement à partir d'une fréquence d'excitation supérieure à la fréquence de résonance.

Le comportement de la tension de collapse dynamique avait déjà été mis en avant par Lohfink et al. [LOHFINK2005a, LOHFINK2005b] qui présentait des courbes similaires à celles présentées ici, néanmoins, l'évolution du snapback n'avait pas été mise en avant. Ce type de courbe montre que l'on peut appliquer des tensions d'excitation bien supérieures à la valeur de tension de collapse statique (ici, la tension maximale est aux alentours de $1.8 \times V_{collapse}$ statique).

13.3.4 Notion de coefficient de couplage dynamique

Nous avons compris à travers les résultats issus de l'analyse en régime impulsionnel, que les composantes non-linéaires de la réponse suffisent à exciter le mode propre de la membrane. Ce mode sera généré même s'il se trouve en dehors de la bande de fréquences émises par l'excitation. On se propose de compléter ici cette analyse en introduisant la notion de coefficient de couplage électromécanique dynamique $k_t^2(t)$.

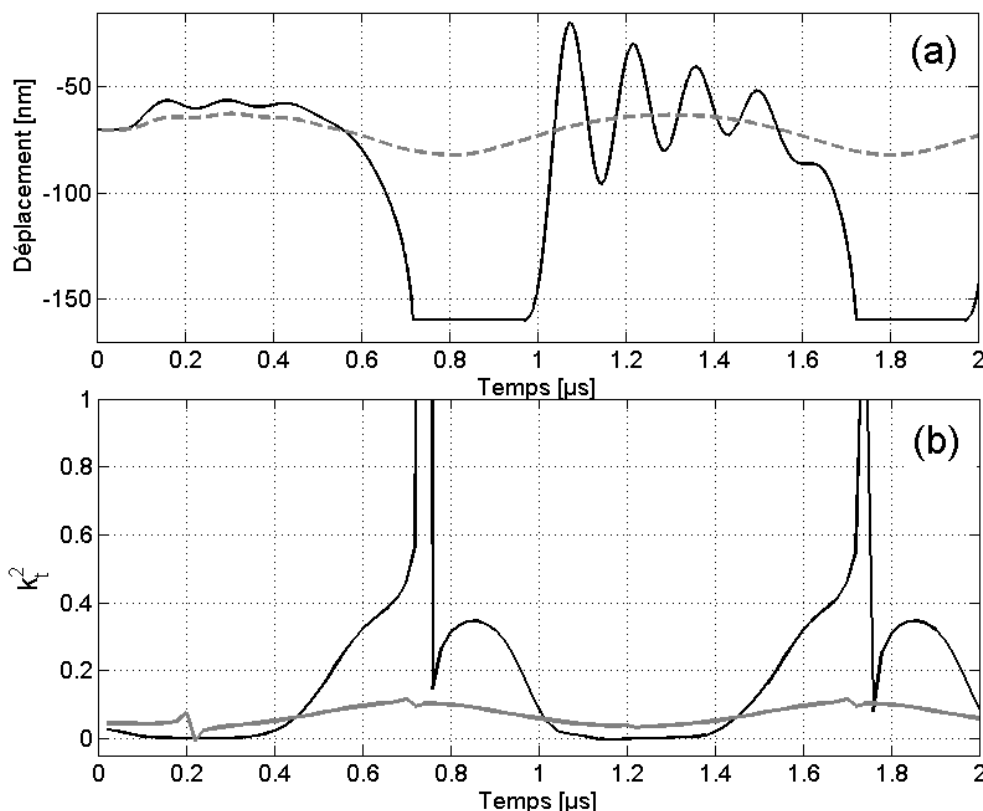


FIGURE 13.12 – (a) déplacement au centre d'une membrane 20x20 à 1 MHz (b) évolution du k_t (courbe noire : parcours d'un cycle complet - courbe grise : excitation "petits signaux")

Partant de la définition standard des coefficients de couplage électromécaniques (citer le ieee standard), on peut écrire :

$$k_t^2(t) = \frac{E_c(t)}{E_{tot}(t)} \quad (13.1)$$

où $E_c(t)$ est l'énergie convertie en déplacement telle que

$$E_c(t) = \sum_{x,y} [P_{elect}]_t \times [\dot{W}]_t = - \left(\frac{(V(t))^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W]_t)^2 [O]} \right) [\dot{W}]_t \quad (13.2)$$

et $E_{tot}(t)$ est l'énergie totale fournie à la cellule telle que :

$$E_{tot}(t) = V(t) \times I(t) \quad (13.3)$$

avec $I(t)$ l'intensité passant dans le dispositif.

Caronti [CARONTI2003] avait, pour une étude statique, repris cette même relation pour l'appliquer aux cMUTs. Si l'on considère chacun des éléments du maillage comme un condensateur plan, on peut écrire l'intensité totale comme :

$$I(t) = \sum_{x,y} \left(\frac{\partial}{\partial t} (C_{x,y}(t) \times V(t)) \right) = \sum_{x,y} \left(\frac{\partial C_{x,y}}{\partial t} V(t) + C_{x,y}(t) \frac{\partial V}{\partial t} \right) \quad (13.4)$$

avec $C_{x,y}(t) = \frac{\epsilon_0 S}{h_{eq} + w_{(x,y)}(t)}$ la capacité à l'instant t pour un élément du maillage de coordonnée (x, y) de surface S considéré comme un condensateur plan.

Deux simulations à une fréquence d'excitation de 1 MHz, l'une en "petits signaux", l'autre atteignant le collapse dynamique, ont été conduites. Les réponses du déplacement au centre de la membrane ainsi que l'évolution du $k_t^2(t)$ en fonction du temps sont présentées figure 13.12. Pour de faibles amplitudes, on voit que le coefficient de couplage électromécanique dynamique varie autour d'une valeur constante qui est celle correspondant au k_t^2 statique de la tension de polarisation. Les accidents présents sur cette courbe sont dus à du bruit numérique sur les différentes dérivées car l'échantillonnage temporel est très élevé ($\Delta_t = 5.10^{-11}$ s). Pour la courbe à forte amplitude, on voit que le $k_t^2(t)$ est maximal ($k_t^2(t) = 1$) lorsque le collapse est atteint. Mais un deuxième maximum local, cette fois-ci autour de 0.35 apparaît pendant la phase de collapse. Celui-ci traduit une énergie qui, après le relâchement de la membrane, entraîne la vibration du mode propre de la membrane. Ce maximum local explique d'ailleurs les performances observées par BAYRAM & al. [BAYRAM2003a, BAYRAM2003b, BAYRAM2006, HUANG2006, ORALKAN2006, YARALIOGLU2006] pour le mode d'excitation appelé *collapse mode* où la membrane est excitée pendant la phase de collage de la membrane.

13.4 Optimisation de l'excitation du cMUT

Dans la dernière partie de ce chapitre, une étude sur le signal d'excitation est proposée afin d'optimiser la réponse de la cellule en vue d'application échographique. Pour des applications d'imagerie, il est nécessaire d'obtenir un signal large bande, linéaire et fournissant le maximum de dynamique possible. C'est dans cet objectif qu'on se propose d'optimiser le signal d'entrée de la cellule étudiée dans les chapitres précédents à l'aide du modèle temporel et des paramètres ajustés qui ont été présentés.

13.4.1 Sens de l'excitation

En guise de première étude, on se propose de voir l'influence du signe de l'excitation sur la réponse au centre de la membrane. Pour cela, une tension de polarisation choisie arbitrairement à 70% de la tension de collapse statique a été fixée. On superpose alors un

demi-cycle sinusoïdal centré à 10 MHz (excitation large bande) d'une amplitude de 35 V de manière positive et négative. Les excitations et réponses au centre de la membrane sont présentées figure 13.13.

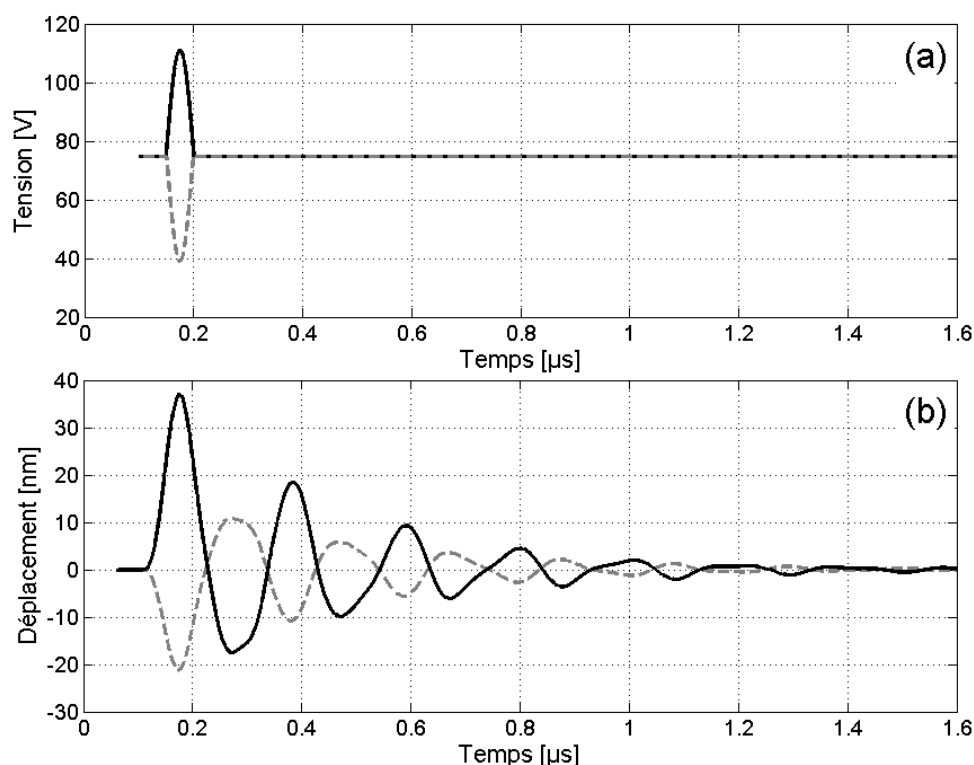


FIGURE 13.13 – Etude de l'impact du sens de l'excitation sur la réponse d'une membrane (a) Excitations appliquées à la membrane (b) Réponses au centre de la membrane (excitation pulsée positive (courbe noire) et négative (courbe grise))

On observe que le déplacement au centre obtenu avec la demi-arche positive est largement supérieur à celui obtenu avec la demi-arche négative (54.5 nm en positif contre 33 nm en négatif). Ainsi, il est raisonnable de penser que la pression émise de la réponse d'un ensemble de ces cellules sera plus élevé dans le cas d'une demi-arche positive que négative. Ce résultat semble en tout cas assez logique car la valeur de la pression électrostatique totale (dynamique + statique) est plus élevée dans le cas positif que négatif : on apporte une énergie supplémentaire au lieu d'en retirer dans le second cas.

13.4.2 Valeur optimale de tension de polarisation

La deuxième étape est de rechercher la valeur de tension de polarisation optimale pour l'émission en large bande. Il est en effet assez courant de dire que la tension de polarisation optimale est d'environ 80% de la tension de collapse statique. Néanmoins, cette conclusion a été faite à partir des courbes de coefficient de couplage obtenu en statique soit par

modélisation soit par impédancemétrie et donc considérant des petits signaux devant la tension de polarisation. Pour cette étude, on fait varier la tension de polarisation entre 10% et 90% de $V_{collapse}$ mais en gardant une valeur de tension totale maximale de $V_{collapse} = 110$ V (voir figure 13.14-(a)). Cette excitation est d'ailleurs plus représentative de la mise en œuvre des cMUTs en mode émission où, finalement, on cherche à obtenir le maximum de pression possible.

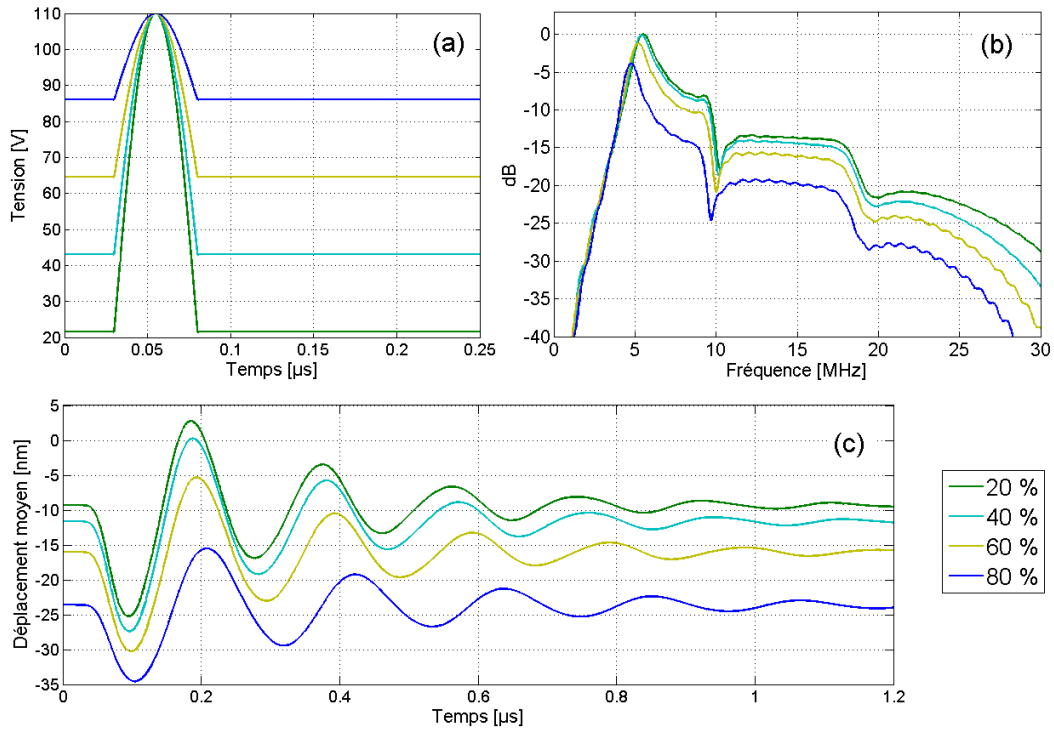


FIGURE 13.14 – (a) Forme de la tension d'excitation (b) Spectre de l'accélération moyenne de la réponse de la membrane (c) Réponse temporelle du déplacement moyen de la membrane - (a), (b) et (c) sont tracées pour 4 différentes tensions d'excitation ayant respectivement une tension de polarisation de 20, 40, 60 et 80%

Afin d'évaluer l'impact de la tension de polarisation en terme de dynamique et de non-linéarité, l'étude du déplacement en temporel (figure 13.14-(c)) est complétée d'une étude dans le domaine fréquentiel de l'accélération moyenne (figure 13.14-(b)). En effet, comme nous l'avons vu dans l'équation (11.4), la pression est la convolution de l'accélération avec la réponse impulsionnelle de diffraction de la source. Ainsi, le spectre de l'accélération moyenne nous donne une bonne indication de la non-linéarité du champ de pression. De plus, afin d'observer simplement l'évolution de la non-linéarité, on trace en fonction de la tension de polarisation le rapport des amplitudes de l'harmonique sur la fréquence de résonance de la membrane (évidemment, l'effet de softening doit être pris en compte et donc la fréquence de résonance est recherchée pour chaque tension de polarisation). Pour évaluer la dynamique du signal produit, le déplacement moyen pic-pic est considéré. Ces deux courbes sont présentées figure 13.15-(a).

La courbe de déplacement montre un maximum pour une tension de polarisation de

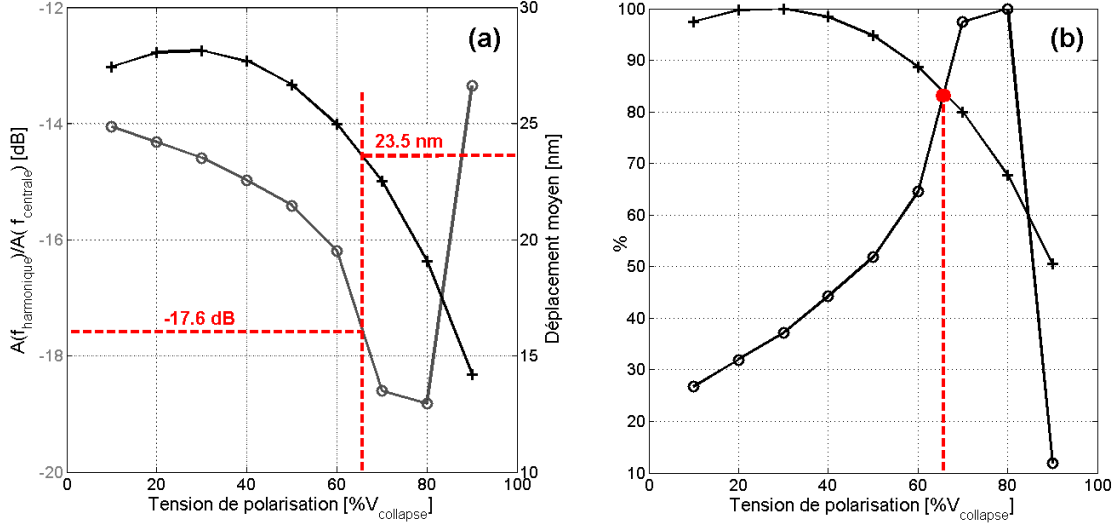


FIGURE 13.15 – (a) Evolution du déplacement moyen et de l'amplitude de l'harmonique par rapport à l'amplitude de la fréquence centrale de la bande en fonction de la tension de polarisation (b) Mise en place des critères de sélection K_{dep} (croix) et K_{NL} (cercle) et mise en évidence du point de fonctionnement optimum

30% de $V_{collapse}$ alors que la non-linéarité est minimisée autour de 80% de $V_{collapse}$. Il est donc judicieux de rechercher un point de fonctionnement permettant de minimiser la non-linéarité tout en obtenant un déplacement maximal.

On construit ainsi deux paramètres d'évaluation :

- K_{dep} , le paramètre d'évaluation du déplacement en % tel que

$$K_{dep} = 100 \frac{w_{\hat{max}}(V_0)}{\max(\hat{w}_{max}(V_0))} \quad (13.5)$$

- K_{NL} , le paramètre de minimisation de la non-linéarité en % tel que

$$K_{NL} = 100 \left(1 - \frac{R_{f2/f1}(V_0)}{\max(R_{f2/f1}(V_0))} \right) \quad (13.6)$$

avec $R_{f2/f1}(V_0)$ le rapport des amplitudes de l'harmonique 1 sur la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation V_0 et $\hat{w}_{max}(V_0)$ le déplacement moyen pic-pic en fonction de la tension de polarisation V_0 .

La variation de ces deux paramètres est présentée figure 13.15-(b). Ainsi, un point de fonctionnement intéressant a pu être mis en avant, permettant à la fois d'obtenir 85% du déplacement maximum soit 23.5 nm de déplacement moyen pic-pic et de minimiser de 85% la non-linéarité ce qui se traduit par une harmonique repoussée à -17.6 dB de la fréquence de résonance.

13.4.3 Forme de l'excitation

Dans ce dernier chapitre, il nous reste à optimiser la forme de l'excitation. Il est difficile de déterminer la forme optimum d'une excitation tant le nombre de possibilités est élevé pour la modifier. Notre étude va donc se limiter au cadre de 3 formes d'ondes différentes large bande (demi-cycle, 1 cycle et 3 cycles apodisés) à deux fréquences centrales différentes (5 et 10 MHz). Les simulations ont été faites en tenant compte des différents résultats obtenus précédemment : sens positif de l'excitation et tension de polarisation à 66% de la tension de collapse statique. De plus, comme dans l'étude précédente, le maximum d'amplitude d'excitation correspond à la tension de collapse statique de la membrane. Les différents résultats sont présentés sur la figure 13.16 pour les déplacements moyens temporels et sur la figure 13.17 pour les spectres des accélérations moyennes. Ainsi, en guise de critère de sélection, le déplacement pic-pic maximal est choisi pour évaluer la dynamique du dispositif et le rapport entre l'harmonique et la fréquence de résonance comme critère de non-linéarité.

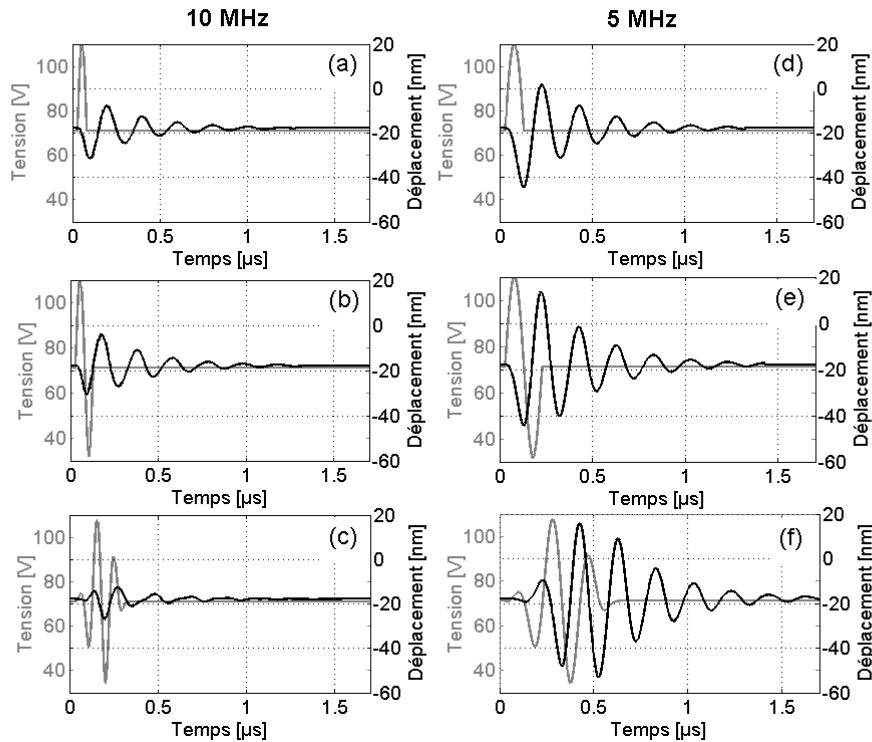


FIGURE 13.16 – Déplacement moyen de la membrane répondant à différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f)

L'ensemble des résultats de ces critères est répertorié dans le tableau 15.2. Finalement, on voit que tant au niveau de la dynamique que de la non-linéarité, il est préférable d'être centré au plus proche de la fréquence de résonance de la membrane. On remarque tout de même que sur l'ensemble des résultats à 10 MHz, les résultats pour les excitations en demi-cycle et 1 cycle sinusoïdaux sont quasiment équivalents alors que l'excitation à 3 cycles

apodisés excite beaucoup plus l'harmonique que la fréquence de résonance de la membrane. Cette excitation présente en effet le spectre le plus "bande-étroite" parmi les 3 formes et fournie ainsi beaucoup plus d'énergie à l'harmonique qu'à la fréquence fondamentale.

Fréquence d'excitation	Forme d'excitation	$\frac{A_{f2}}{A_{f1}}$ (dB)	Déplacement pic-pic max (nm)
10 MHz	Demi-cycle	-6.3	23.6
	1 cycle	-9.5	26.5
	3 cycles apodisés	3.8	14.2
5 MHz	Demi-cycle	-15.2	46.1
	1 cycle	-14.9	58.1
	3 cycles apodisés	-17.4	69

TABLE 13.3 – Résumé des différentes configurations d'excitation testées et résultats associés

Finalement, c'est cette même forme d'onde qui semble la plus appropriée lorsqu'elle est centrée sur la fréquence de résonance. On voit que les déplacements sont largement augmenté (10 nm de plus que les deux autres types d'ondes) et que l'harmonique est rejetée à -17.4 dB de pic principal. Cette observation va finalement à l'encontre des signaux d'excitation couramment utilisés pour l'imagerie. En effet, il est généralement utilisé des signaux impulsionnels carrés très large bande pour l'excitation des éléments de barrette. Cette étude montre donc que, dans le cas des cMUTs, les signaux apodisés centrés sur la résonance semble les plus appropriés pour un fonctionnement optimum. Néanmoins, il ne faut pas oublier que cette étude est faite sur une seule cellule plongée dans le fluide et qu'un élément de barrette échographique est un arrangement périodique de ces cellules. C'est pourquoi la dernière partie de ce document s'attachera à étudier et à modéliser l'impact d'un réseau multi-cellulaire sur le comportement de la cellule mais aussi sur champ de pression rayonné.

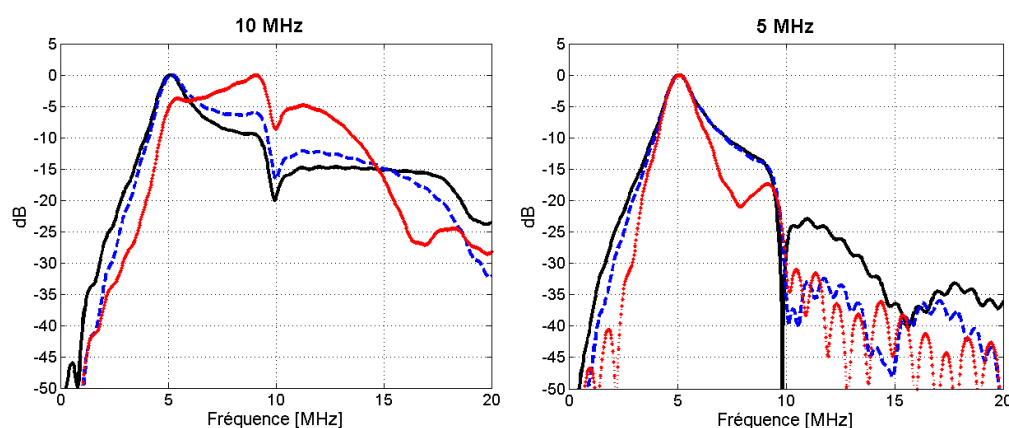


FIGURE 13.17 – Spectre de l'accélération moyenne pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés)

Quatrième partie

Modélisation temporelle d'un réseau de cellules : compréhension et exploitations

Chapitre 14

Introduction

Dans la partie précédente, le comportement d'une cellule dans le fluide a été étudié. Différents domaines de fonctionnement ont été discriminés en fonction de la fréquence d'excitation (régime élastique "pseudo-statique", "régime intermédiaire" et "régime inertiel") possédant chacun des caractéristiques propres. De plus, un modèle temporel a été développé permettant de décrire proprement les différents phénomènes mis en jeu. Ainsi, une proposition d'optimisation d'excitation a donc été mise en place. Il est tout de même nécessaire de rappeler qu'un capteur cMUT, quelle que soit l'application visée, est composé de centaines voir de milliers de cellules mises en parallèle. C'est pourquoi, dans cette dernière partie, l'étude du comportement d'une population de cellules est présentée. Dans le premier chapitre, on s'attachera à étudier, dans la situation d'un élément de barrette échographique, l'impact de la multiplicité des cellules sur le comportement de l'une d'entre elle et sur la pression en champ lointain. Dans le second et dernier chapitre, une exploitation du régime élastique dit "quasi-statique" est proposée pour la génération d'onde basse fréquence dans l'air et dans un fluide.

Chapitre 15

Étude du comportement dynamique d'un élément de barrette d'imagerie

Une étude similaire à celle présentée dans le chapitre 13 est faite sur une cellule dans un élément de barrette échographique. Une comparaison entre le modèle d'une cellule dans le fluide avec des mesures d'interférométrie est tout d'abord proposée, permettant de mettre en avant l'effet d'un réseau de cellules sur le comportement d'une d'entre elles en fonction de la fréquence et de l'amplitude. Ensuite, une extension du modèle temporel est développée, dans un premier temps, pour le comportement d'une cellule dans un réseau 2-D de cellules, et ensuite, dans le cas précis d'un élément de barrette de 4 cellules de largeur et $N_{cellule}$ dans sa hauteur. Dans une seconde partie, le modèle d'élément de barrette sera exploitée pour prédire le champ rayonnée dans un fluide. Une étude complémentaire expérimentale à celle présentée dans la section 13.4.3 permettra de voir l'impact de l'excitation sur la pression.

15.1 Comportement dynamique de la cellule dans un élément de barrette

Dans cette partie, on se propose d'étudier la dynamique des cellules dans un élément de barrette (et donc un réseau fini de cellule) en reprenant la démarche utilisée dans la partie précédente.

Le dispositif étudiée est un capteur composé de 64 éléments, chacun possédant une largeur de 0.165 mm et une élévation de 2 mm équivalents à 4 cellules en largeur sur une centaine en hauteur (voir figure 15.1) avec un pas inter-membrane en largeur et en hauteur de 35 μm . Deux cellules (une cellule du bord et une cellule de centre) ont été mesurées en leurs centres par interférométrie laser avec le même protocole expérimental que celui présenté dans la section 13.5. Il est à préciser qu'il a été vérifié que le comportement des cellules est symétrique dans la largeur de l'élément (les deux cellules du centre et les deux cellules du bords ont réciproquement le même comportement).

Des mesures d'impédancemétrie et de microscopie holographique ont été préalablement réalisées : une tension de collapse de 48 V, une déflexion initiale de 58 nm et un mode

15.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CELLULE DANS UN ÉLÉMENT DE BARRETTE

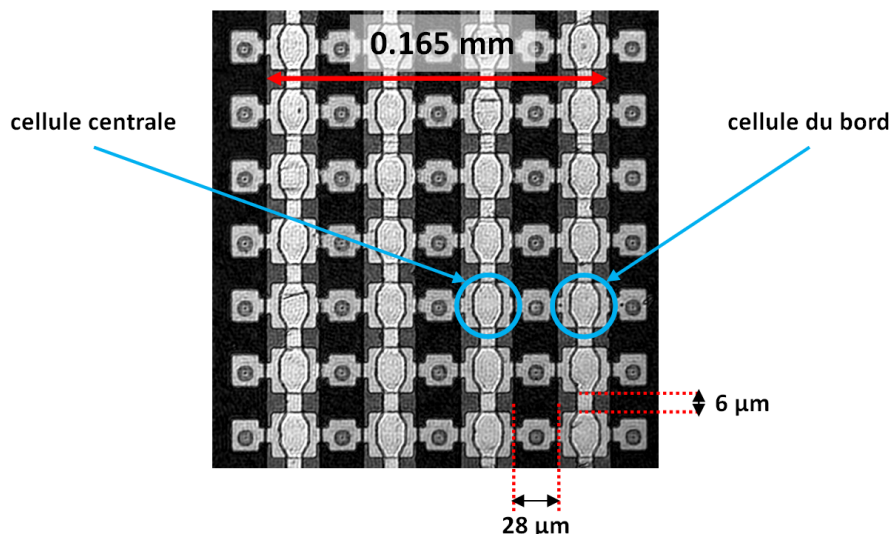


FIGURE 15.1 – Image d’une partie d’un élément de la barrette étudiée composée de 4 cellules $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ en largeur et de plus d’une centaine en hauteur - 2 cellules sont étudiées ici : une cellule centrale et une cellule du bord

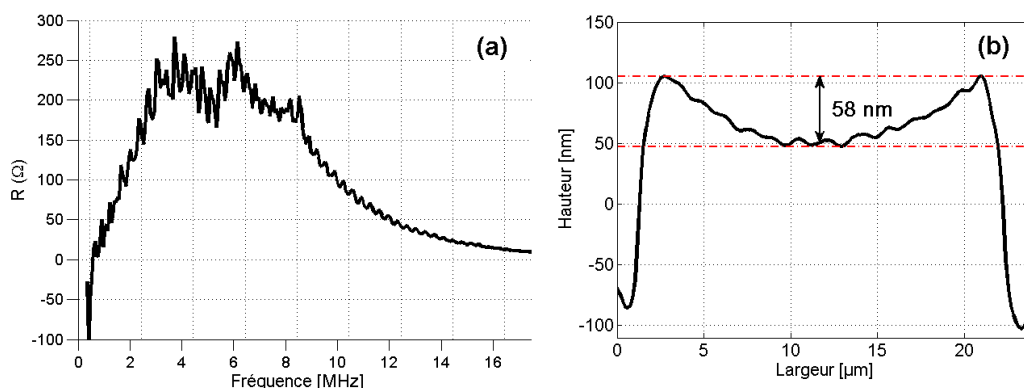


FIGURE 15.2 – (a) Mesure d’impédancemétrie dans l’huile de l’élément étudiée pour une tension de polarisation $V_0 = 35 \text{ V}$ (b) Mesure de la déflexion initiale sur une cellule appartenant à l’élément étudiée

propre autour de 6 MHz ont été mesurées (voir figure 15.2-(a) et (b)). En vue de l’étude de simulation, différents paramètres mécaniques et géométriques ont été ajustées comme dans le chapitre 13.1 et sont présentées dans le tableau 15.1.

Du point de vue de l’excitation, une tension de polarisation de 70% de $V_{collapse}$ soit 35 V a été appliquée et 3 niveaux d’amplitudes pic-pic sont considérées : 20%, 70% et 140% de $V_{collapse}$ soit respectivement $10 V_{pp}$, $35 V_{pp}$ et $70 V_{pp}$. De manière analogue au chapitre 13, deux types d’études ont été menées : une étude en régime impulsionnel où 1 cycle de sinusoïde a été appliqué et une étude en régime continu avec une excitation composée de 5 cycles sinusoïdaux. Afin de se mettre dans des conditions d’excitation analogues à la première étude, les mesures et les simulations à 1 MHz ($f_{exc} \ll f_{centrale}$) (figure 15.3),

15.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CELLULE DANS UN ÉLÉMENT DE BARRETTE

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	$l_{mb} = 20 \mu\text{m}$	$l_{el} = 14.5 \mu\text{m}$	
Longueur	$l_{mb} = 20 \mu\text{m}$	$l_{el} = 14.5 \mu\text{m}$	
Epaisseur	$h_{mb} = 450 \text{ nm}$	$h_{el} = 350 \text{ nm}$	$h_{GAP} = 200 \text{ nm}$
Module d'Young	$E_{mb} = 160 \text{ GPa}$	$E_{el} = 68 \text{ GPa}$	
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.24$	$\nu_{el} = 0.35$	
Masse volumique	$\rho_{mb} = 3000 \text{ kg/m}^3$	$\rho_{el} = 2700 \text{ kg/m}^3$	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 7.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$

TABLE 15.1 – Paramètres géométriques et mécaniques de la cellule étudiée $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ pour la comparaison entre le modèle d'une cellule et les mesures d'interférométrie d'une cellule dans un élément de barrette

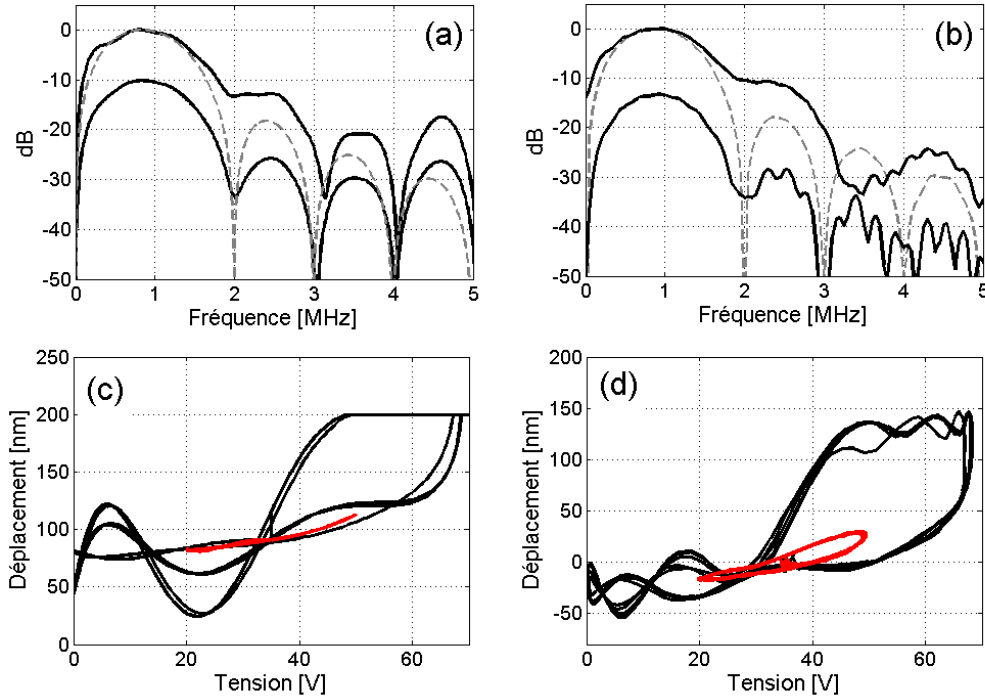


FIGURE 15.3 – Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 1 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser - courbe déplacement-tension en régime continu à 1 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser

3 MHz ($f_{exc} < f_{centrale}$ et $f_{centrale}$ appartient à la bande d'excitation) (figure 15.4) et 10 MHz ($f_{exc} > f_{centrale}$) (figure 15.5) ont été mises en œuvre.

A 1 MHz, le comportement mesuré rappelle sans contexte possible le comportement élastique dit "pseudo-statique" du chapitre précédent. On voit ici que les mesures traduisent exactement les mêmes phénomènes déjà observées pour une cellule seule dans le fluide. Le spectre de la réponse impulsionnel au centre de la membrane (figure 15.3-(b)) suit

15.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CELLULE DANS UN ÉLÉMENT DE BARRETTE

celui de l'excitation et l'augmentation de l'amplitude entraîne une augmentation des non-linéarités. De plus, en régime continu (figure 15.3-(d)), le cycle complet (courbe noire), lorsque le collapse est atteint, est identique à celui d'une seule cellule dans le fluide et, pour des tensions inférieures à la tension de collapse (courbe rouge), le comportement de la membrane suit la partie montante du cycle complet à l'aller comme au retour, pratiquement sans hystérésis. De plus, la stabilité du déplacement en fonction de l'excitation est conservée confirmant le fait que la membrane suit l'excitation. Assez logiquement, dans ce cas, le modèle (figure 15.3-(a) et (c)) d'une cellule dans le fluide décrit bien le comportement de l'ensemble des cellules d'un élément de barrette échographique. On peut donc dire que pour des fréquences d'excitations très inférieures à la fréquence centrale de l'élément, le comportement est identique au comportement "quasi-statique" d'une cellule dans le fluide, montrant alors que le couplage entre cellules par le fluide est quasiment inexistant. Cette hypothèse est d'ailleurs vérifiée car le comportement à cette fréquence d'excitation est identique quelle que soit la membrane mesurée (membrane du bord ou du centre).

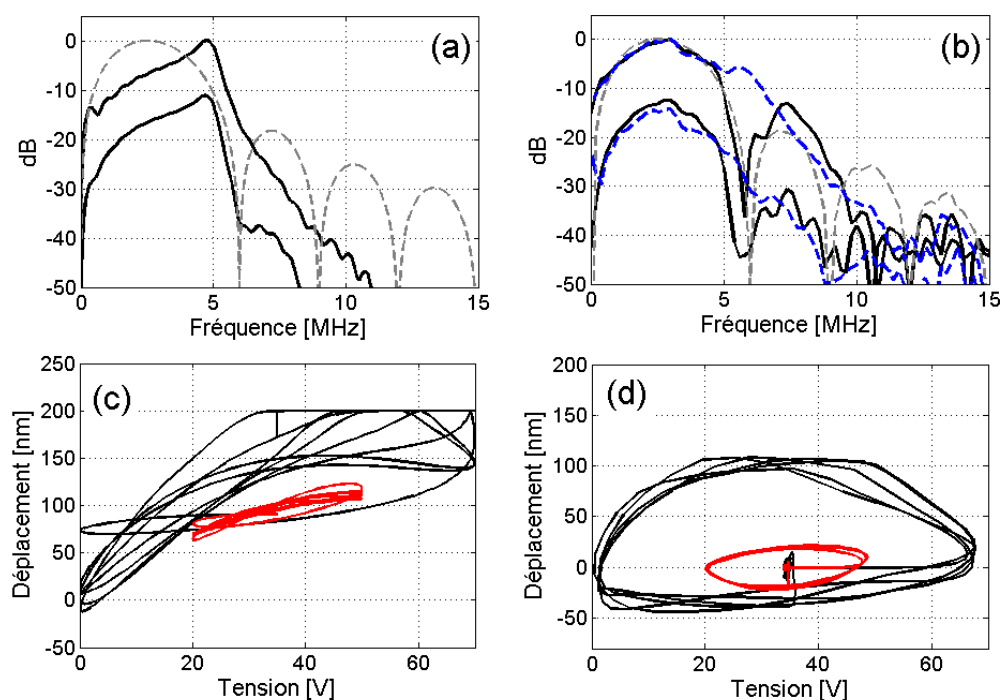


FIGURE 15.4 – Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 3 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre) - courbe déplacement-tension en régime continu à 3 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser

Pour une fréquence d'excitation à 3 MHz, les spectres des réponses mesurées (figure 15.4-(b)) au centre (courbe noire) et au bord de la membrane (courbe bleue) présentent cette fois-ci des comportements distincts. Tout d'abord, on remarque que, dans les deux cas, la réponse suit en partie l'excitation. Par contre, là où la membrane centrale présente

15.1. COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CELLULE DANS UN ÉLÉMENT DE BARRETTE

un minimum local à 6 MHz, la réponse de la membrane du bord affiche un maximum. Ce phénomène de fréquence de coupure traduit le couplage entre les cellules par le fluide [CARONTI2005]. Si, maintenant, on compare le modèle d'une cellule dans le fluide (figure 15.4-(a)) avec les spectres mesurés, plusieurs remarques sont à faire. D'une part, le comportement mixte est conservé : à la fois l'excitation et le mode propre de la membrane (ou plus précisément la bande utile pour le cas d'un élément) interviennent dans la réponse, on est bien dans un régime intermédiaire où la pression électrostatique et l'inertie du fluide sont plus ou moins en équilibre. Les spectres de mesure présentent une autre particularité par rapport au modèle : le lobe secondaire de l'excitation apparaît sur leurs réponses fréquentielles du fait que celui-ci appartient à la bande de l'élément. On voit finalement que plus l'amplitude augmente, plus les effets du couplages (fréquence de coupure) et le lobe secondaire sont prépondérants dans la réponse. Cette dernière remarque rejoint l'observation faite sur une cellule seule, où la part de la résonance (et donc de l'inertie du fluide) devenait de plus en plus importante en augmentant l'amplitude d'excitation. En régime continu (figure 15.4-(d)), à une amplitude pic-pic de 70% de $V_{collapse}$ (courbe rouge), la mesure présente une réponse stable et relativement elliptique ce qui traduit à la fois que les membranes suivent l'excitation mais aussi un régime linéaire et un équilibre entre les charges dues aux fluides et celle provenant de l'excitation. Lorsqu'on augmente l'amplitude d'excitation, alors que le modèle (figure 15.4-(c)) montre que la pression électrostatique devient majoritaire avec un cycle se rapprochant du cycle statique et un collapse atteint, la mesure montre que l'augmentation de l'excitation est plus ou moins compensée par une augmentation de l'inertie du fluide ce qui permet au comportement de garder sa forme elliptique et évite à la membrane de toucher le fond de la cavité. On voit bien ici que le modèle n'est plus suffisant pour décrire le comportement d'un ensemble de cellules dans le cadre de fréquences d'excitation proches de la fréquence centrale et particulièrement dans le cadre du domaine qu'on dénomme ici par "régime intermédiaire". On peut toutefois remarquer que cette discrimination, par certaine similitude avec celui d'une membrane seule, reste un régime où force électrostatique et inertie du fluide sont en équilibre que la cellule soit seule ou parmi une grande population.

Pour une excitation à 10 MHz, les transformées de Fourier des réponses mesurées sont présentées figure 15.5-(b). La réponse est large bande, rappelant la mesure d'impédancemétrie (figure 15.2-(a)). La fréquence de coupure sur la courbe de la cellule centrale (courbe noire) est toujours présente et correspond toujours avec un maximum local sur la cellule du bord. Finalement, comme dans le cas d'une cellule dans le fluide (figure 15.5-(a)), les réponses sont dominées par leur inertie dans le fluide, montrant à la fois la large bande de leur réponse et les couplages à travers le fluide. L'augmentation de l'excitation a comme dans le cas d'une cellule seule un effet homothétique sur la réponse des membranes. On voit qu'en régime quasi-continu, les amplitudes des réponses sont assez faibles mais que la réponse reste plus ou moins stable avec l'excitation du fait d'une grande bande passante. Finalement, dans le cas d'un élément de barrette, le régime de comportement reste inertiel, majoritairement commandé par les effets du fluide en face-avant. Le modèle s'en retrouve donc insuffisant, n'incluant pas tous les couplages nécessaires à la bonne description du comportement suivant sa disposition dans la barrette échographique.

En conclusion, on a donc vu que les domaines discriminés sur le comportement dynamique d'une cellule dans le fluide sont conservés. Néanmoins, l'impact du fluide en face-

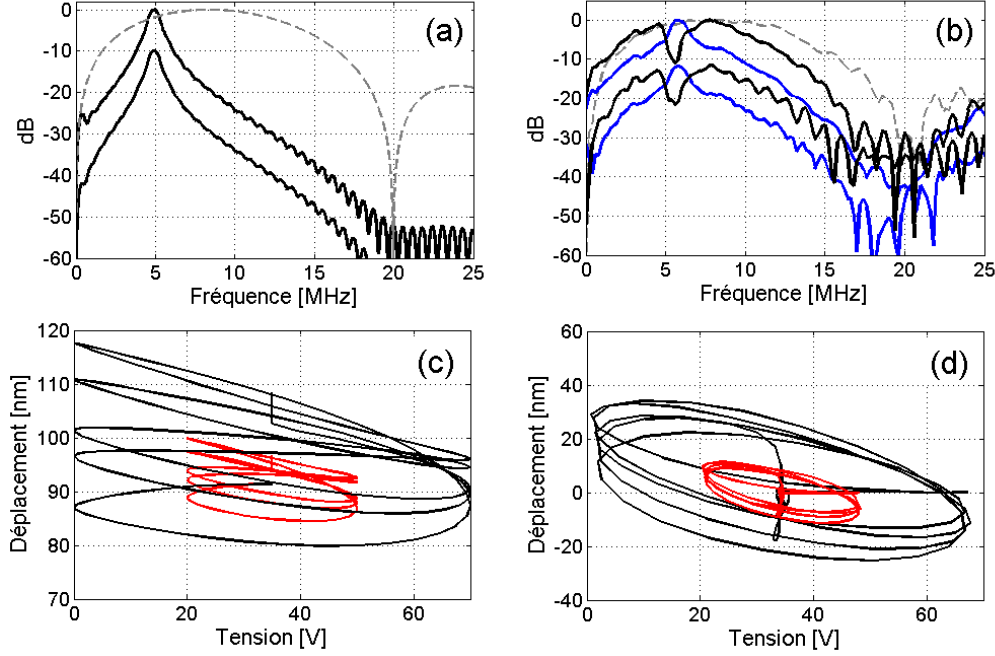


FIGURE 15.5 – Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure dans une population de cellules - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre) - courbe déplacement-tension en régime continu à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesure laser

avant est cette fois-ci régit par le couplage des rayonnements des différentes cellules ce qui ne permet pas au modèle unicellulaire de décrire exactement le comportement (mis à part le domaine quasi-statique où le couplage par le fluide est quasiment nul). C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, la mise en place du couplage des cellules voisines dans le modèle est présentées.

15.2 Extension du modèle à un problème multicellulaire

Dans ce chapitre, une extension du modèle temporel d'une membrane dans le fluide pour un problème multicellulaire est proposée. La modélisation de la dynamique d'un réseau de membrane cMUT est généralement faite à l'aide de résolution fréquentielle [MEYNIER2010, CARONTI2005, RONNEKLEIV2005, ECCARDT2005] en s'appuyant sur des hypothèses simplificatrices linéarisant l'expression de la pression électrostatique. La démarche que nous proposons ici s'appuie sur les mêmes hypothèses que celles développées dans la partie III et permet donc d'étudier l'impact de la non-linéarité sur la réponse d'un ensemble de cellule. Nous proposons ici deux configurations. La première consiste à modéliser un réseau périodique 2D fini de cellules en considérant que chacune d'elles a le même comportement. La seconde permet de modéliser le comportement d'un élément de barrette de 4 cellules de largeur en considérant deux populations de membranes : les membranes

centrales et les membranes du bords.

15.2.1 Modélisation temporelle d'un réseau périodique de cellule

Dans une première approximation, on se propose de modéliser le comportement d'une cellule dans un réseau périodique fini. Pour cela, on considère un réseau de $N_{X-cell} \times N_{Y-cell}$ cellules au milieu duquel se trouve la cellule étudiée (voir figure 15.6). Le schéma de discrétisation de la membrane est équivalent à celui présenté dans le chapitre 7. L'hypothèse forte de ce premier modèle multicellulaire est de considérer que chacune des membranes du réseau 2-D possède le même comportement. Cela sous-entend qu'il n'y a donc pas d'effet de bord sur les membranes et qu'ainsi, l'ensemble des membranes étudiées fait parti d'un réseau infini de membrane. ce modèle s'applique typiquement bien pour l'étude de membranes au centre de capteurs mono-éléments composés de plusieurs dizaines de membranes à la fois dans la largeur et dans la longueur.

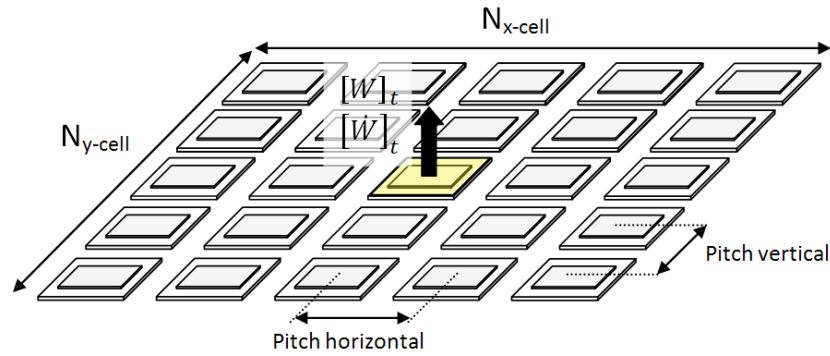


FIGURE 15.6 – Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette dans un réseau 2-D de cellules

Par rapport au modèle d'une cellule dans le fluide, il faut donc considérer en plus de la pression rayonnée de la membrane sur elle-même $[P_{auto}]_t$, la pression de l'ensemble des autres cellules sur l'ensemble des points du maillage de la membrane discrétisée $[P_{inter}]_t$:

$$[P_{fluid}]_t = [P_{auto}]_t + [P_{inter}]_t \quad (15.1)$$

Le chargement de la cellule sur elle-même $[P_{auto}]_t$ a déjà été présenté précédemment dans le chapitre 11. Dans le cas précis de problème multicellulaire où les temps de calculs sont encore augmentés par rapport au modèle d'une cellule, on préférera utiliser l'hypothèse simplificatrice du piston équivalent (tout en sachant que le cas distribué est tout de même possible).

Pour le chargement des membranes voisines, on considèrera chacune d'entre elle comme un piston rigide rectangulaire possédant une accélération $\langle \ddot{W} \rangle$ égale à l'accélération moyenne de la membrane étudiée. On peut donc écrire le chargement au temps t , $[P_{inter}]_t$, tel que :

$$[P_{inter}]_t = \rho_0 \sum_{i=1}^t \langle \ddot{W} \rangle_i \times [H_{inter}]_{t-j} \quad (15.2)$$

avec $[H_{inter}]_t$ la matrice des réponses impulsionnelles de diffraction de l'ensemble des membranes voisines sur chacun des points du maillage de la membrane modélisée s'écrivant tel que :

$$[H_{inter}]_t = \sum_{i=1}^{N_{Cell-X} \times N_{Cell-Y}} [h_{i/m}]_t \quad (15.3)$$

avec

- N_{Cell-X} et N_{Cell-Y} le nombre de membranes réparties sur les axes X et Y,
- $[h_{i/m}]_t$ le vecteur de longueur N de la réponse impulsionnelle de diffraction au temps t d'une cellule voisine sur les points m du maillage. (N étant le nombre de mailles du schéma de discrétisation de la membrane étudiée)

La réponse impulsionnelle d'une cellule voisine sur un élément du maillage $h_{i/m}(t)$ est calculée à l'aide de l'équation (11.3).

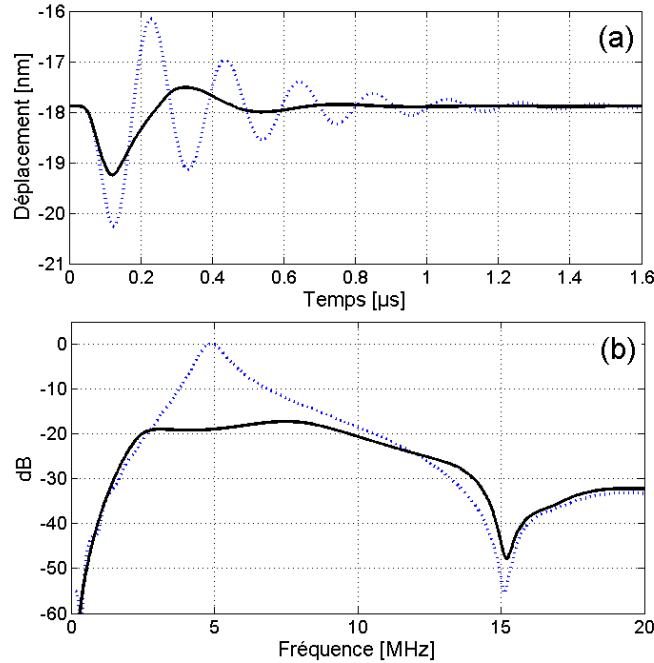


FIGURE 15.7 – Comparaison entre la réponse d'une cellule seule dans le fluide (courbe bleue hachurée) et sa réponse dans un réseau de 5×5 éléments (courbe noire)- (a) réponses temporelles -(b) spectres de l'accélération

A titre d'illustration, une comparaison entre la réponse à une excitation large bande d'une membrane seule dans le fluide et la réponse d'un réseau 2D de 5×5 membranes est présentée figure 15.7. Pour cela, le calcul a été fait pour une membrane rectangulaire dont les caractéristiques ont été présentées dans les tableaux 13.1 et 13.2. Dans le cas du réseau

de 25 cellules, les espaces inter-membranes sur x et y ont été fixés respectivement à $14 \mu\text{m}$ et $7.5 \mu\text{m}$. Nous voyons donc que l'impact de cellules voisines a pour effet de diminuer l'amplitude de déplacement et surtout, d'atténuer le mode propre de la membrane. L'effet sur l'accélération (et donc sur la pression rayonnée du dispositif) est d'élargir fortement la bande passante de la réponse. C'est donc le couplage entre membranes à travers le fluide qui permet au dispositif cMUT d'obtenir des bandes passantes élevées (généralement au-delà de 100%).

15.2.2 Modélisation temporelle d'un élément de barrette

Pour le cas particulier des éléments de barrettes échographiques, le rapport entre le nombre de cellules dans la largeur et celui dans la hauteur de l'élément est très grand. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 15.1, cela entraîne des comportements différents des membranes suivant leurs positions dans la largeur du fait des effets de bords du problème. En considérant le cas particulier d'un élément de barrette composé de 4 éléments en largeur, il est donc nécessaire de calculer le comportement de deux cellules en parallèles : une cellule centrale 1 et une cellule du bord 2 (voir le schéma de principe du modèle figure 15.8). On considère alors que le comportement de l'élément est symétrique, comme dans le cas expérimental, et donc que les membranes des colonnes 1 et 4 d'une part et 2 et 3 d'autre part sont similaires.

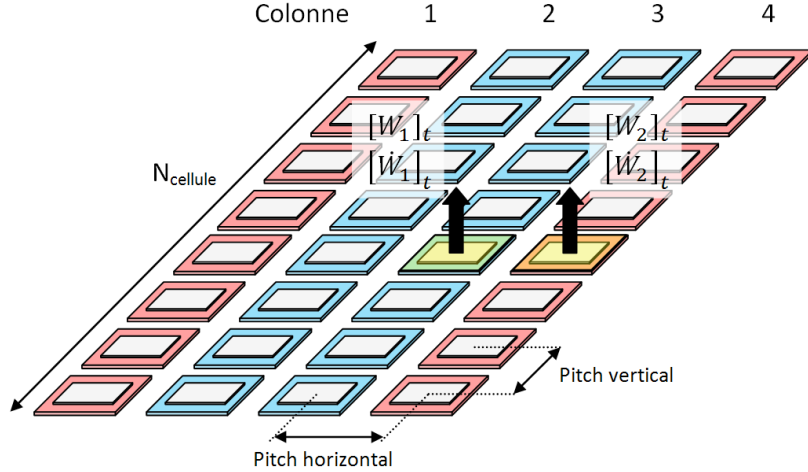


FIGURE 15.8 – Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette avec 4 cellules de largeur

L'équation dynamique (10.2) devient, dans ce cas, un calcul en parallèle de deux cellules 1 et 2. On construit donc le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} [\ddot{W}_1] \\ [\ddot{W}_2] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [M_a]^{-1} & 0 \\ 0 & [M_a]^{-1} \end{bmatrix} \left(\begin{bmatrix} [K] & 0 \\ 0 & [K] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [W_1] \\ [W_2] \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [\alpha] & 0 \\ 0 & [\alpha] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\dot{W}_1] \\ [\dot{W}_2] \end{bmatrix} + [P_{ext}] \right) \quad (15.4)$$

Où $[W_1]$, $[\dot{W}_1]$ et $[\ddot{W}_1]$ sont respectivement les vecteurs déplacement, vitesse et accélération de la membrane centrale 1 et $[W_2]$, $[\dot{W}_2]$ et $[\ddot{W}_2]$ ceux de la membrane du bord

2.

Le vecteur de chargement extérieur est donc composé du chargement électrostatique et du chargement des cellules voisines à travers le fluide. Etant connectées en parallèle, les cellules ont toutes le même chargement électrostatique $[P_{elec}]_t$. Pour le chargement du fluide $[P_{fluid}]_t$, on différencie comme précédemment 2 types de chargements : celui de chacune des membranes sur elles-mêmes et le chargement des membranes voisines. Le chargement des membranes sur elles-mêmes est réciproquement le même, on peut donc écrire le chargement du fluide tel que

$$[P_{fluid}]_t = \begin{bmatrix} [P_{auto}]_t \\ [P_{auto}]_t \end{bmatrix} + [P_{inter}]_t \quad (15.5)$$

Le chargement dû aux membranes voisines est ici géré suivant sa source (colonnes du centre ou colonnes du bords) et sa cible (membrane 1 ou 2). On distingue ainsi 4 chargements différents présentés sur la figure 15.9.

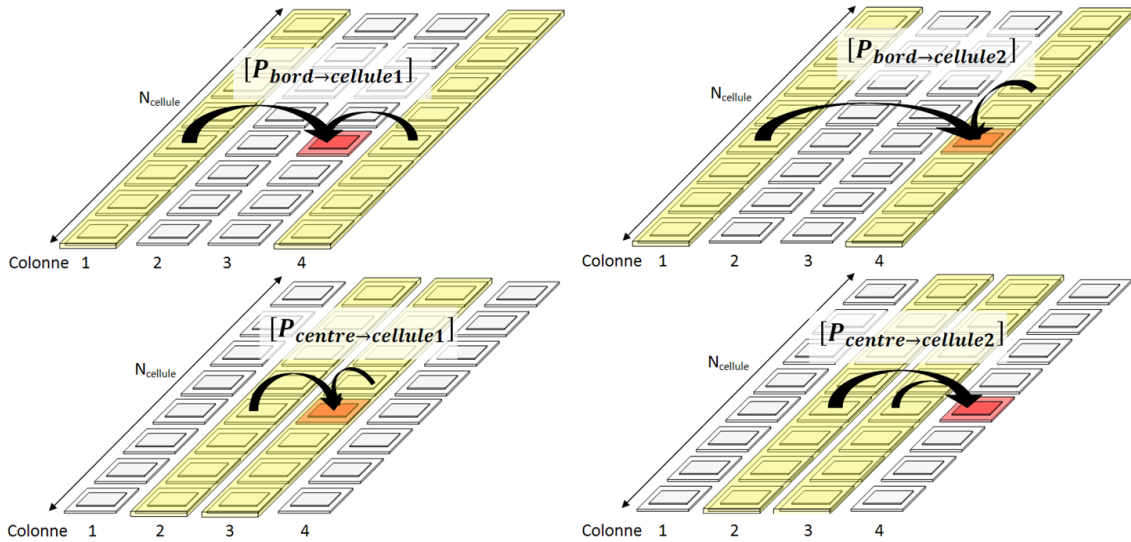


FIGURE 15.9 – Schématisation des différentes composantes des pressions provenant des différentes colonnes chargeant les cellules modélisées

On peut donc écrire le chargement $[P_{inter}]_t$ au temps t tel que

$$[P_{inter}]_t = \begin{bmatrix} [P_{centre \rightarrow cellule1}]_t + [P_{bord \rightarrow cellule1}]_t \\ [P_{centre \rightarrow cellule2}]_t + [P_{bord \rightarrow cellule2}]_t \end{bmatrix} \quad (15.6)$$

Avec

- $[P_{centre \rightarrow cellule1}]_t$, le chargement des colonnes 2 et 3 sur la cellule 1,
- $[P_{bord \rightarrow cellule1}]_t$, le chargement des colonnes 1 et 4 sur la cellule 1,
- $[P_{centre \rightarrow cellule2}]_t$, le chargement des colonnes 2 et 3 sur la cellule 2,
- $[P_{bord \rightarrow cellule2}]_t$, le chargement des colonnes 1 et 4 sur la cellule 2.

Chacune des colonnes est composée d'un nombre $N_{cellule}$ de membranes, considérées comme des pistons rigides rectangulaires. Le calcul de la pression rayonnée sur chacun des points du maillage des cellules 1 et 2 est donc en tout point équivalent à celui fait dans la section précédente. On considère alors que les membranes des colonnes 2 et 3 possèdent une accélération $\langle \ddot{W}_1 \rangle$ égale à l'accélération moyenne de la cellule 1 et que celles appartenant aux colonnes 1 et 4 possèdent une accélération $\langle \ddot{W}_2 \rangle$ égale à l'accélération moyenne de la cellule 2.

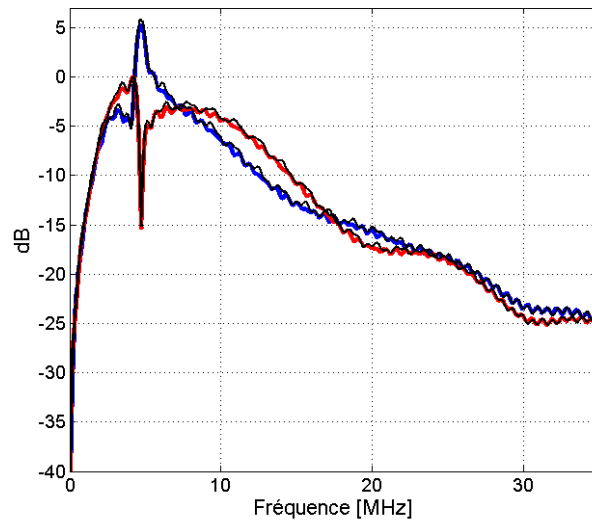


FIGURE 15.10 – Spectre de la réponse impulsionnelle d'un élément composé de 4 membranes de largeur (calcul pour $N_{cellule} = 100$: courbe rouge : membrane du centre, courbe bleue : membrane du bord, calcul pour $N_{cellule} = 30$: courbes noires)

On s'applique maintenant à simuler le cas étudié dans le chapitre 15.1 avec les caractéristiques de membranes présentées dans le tableau 15.1 et des espaces inter-membranes horizontal et vertical de $12 \mu\text{m}$. Le spectre de la réponse large bande est présenté sur la figure 15.10. Les maximum et minimum locaux autour de 6 MHz sont ainsi bien simulés. Il est à noter qu'ici deux simulations ont été faites, l'une considérant 100 membranes en hauteur (courbe rouge et bleue) et l'autre en considérant 30 (courbes noires). On voit ici que les résultats sont identiques. Cela indique que la membrane ne voit qu'une partie des membranes voisines et non pas toutes les membranes de l'élément. D'un point de vue de la simulation, cet aspect est intéressant aux vues des temps de calculs nécessaires pour ce type de résultat (plus de 24 heures pour un calcul de 70 000 points).

15.3 Étude de la pression rayonnée

15.3.1 Présentation

L'étude la pression rayonnée d'un élément de barrette d'une sonde échographique est présentée à la fois en mesure et simulation. Le capteur étudié est une sonde d'imagerie de

15.3. ÉTUDE DE LA PRESSION RAYONNÉE

128 éléments centrée à 5 MHz, chaque élément étant de dimension $0,305 \text{ mm} \times 7,8 \text{ mm}$. Ces derniers sont composés de 4 cellules en largeur et 273 en élévation. La cellule unitaire du cMUT est en fait celle étudiée lors de la partie III.

Le but de cette étude est, d'une part, de valider le modèle d'un élément de barrette en comparant la pression simulée en un point de l'espace de propagation avec une mesure absolue et de plus, de discuter sur les mesures de pression de l'étude d'optimisation d'excitation faite sur le modèle d'une cellule dans le fluide.

Le calcul de la pression en un point se déroule en plusieurs étapes. Le déplacement des 2 cellules (bord et centrale) est tout d'abord calculé pour une excitation donnée à l'aide du modèle présenté dans la section 15.2.2. Pour cela, les paramètres de la membrane utilisés sont ceux issus de l'ajustement précédemment fait dans le sous-chapitre 13.1 auxquels sont ajoutés les espaces inter-membrane de $7,5 \mu\text{m}$ en élévation et $14 \mu\text{m}$ en largeur. La simulation est faite sur 30 membranes en hauteur. La seconde étape est le calcul de la pression propagée dans le fluide. On utilise pour cela le programme *DREAM* [REFDREAM], développé par Lingvall [LINGVALL], qui se base sur la même démarche (l'intégrale de Rayleigh et la réponse impulsionnelle de diffraction) que celle implémentée dans notre simulation pour l'intégration du chargement du fluide. Ainsi, l'élément de barrette est décomposée en piston rigide correspondant à chacune des membranes de l'élément. Pour celles appartenant aux colonnes du bords, la moyenne de l'accélération de la cellule du bord calculée par notre modèle est appliquée comme source alors que, pour celles appartenant aux colonnes du centre, c'est la moyenne de l'accélération de la cellule du centre. Il est à noter que sur la sonde étudiée, une lentille de focalisation dans l'élévation est intégrée. Celle-ci est modélisée dans le modèle de rayonnement par une loi de retard dans la hauteur.

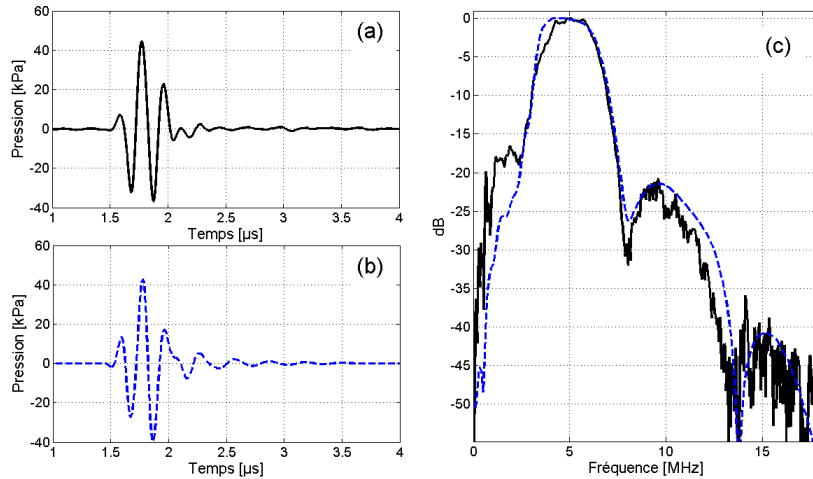


FIGURE 15.11 – Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation)

Du point de vue de la mesure, l'acquisition se fait à l'aide d'un hydrophone à pointe "*Precision Acoustics*" possédant une gamme de fréquence entre 1 et 20 MHz avec une incertitude moyenne de mesure de l'ordre de 13%. L'excitation est quant à elle fournie par

un formateur de faisceau à émetteurs analogiques *M2M*. Ces derniers possèdent une bande passante entre 1 et 12 MHz et permettent une amplitude pic-pic maximale de 80 V_{pp} . La sonde est équipée d'une électronique de découplage intégrée permettant l'alimentation en courant continu par une alimentation externe.

Une première comparaison entre modèle et mesure est effectuée à une distance de 10 mm, au niveau du centre de l'élément. On se met ici dans les conditions optimum d'excitation qui sont ressortis de l'étude de la section 13.4 : une tension de polarisation de 66% de $V_{collapse}$ (73 V) et un signal de 3 cycles de sinusoïde apodisé d'amplitude 78 V_{pp} sont appliqués. Les résultats de simulations et de mesures sont exposés dans la figure 15.11.

On voit ici que le modèle (figure 15.11-(b)) prédit bien le comportement mesuré (figure 15.11-(a)) tant au niveau de l'amplitude qu'au niveau du spectre (figure 15.11-(c)). L'amplitude crête à crête de la pression est en mesure de 80,3 kPa contre 82,5 kPa en simulation et les fréquences centrales et bandes passantes relatives à -3 dB sont respectivement 5,1 MHz et 44 % pour la mesure contre 4,9 MHz et 61% pour la simulation.

15.3.2 Impact de l'excitation sur le champ de pression rayonnée

On se propose dans cette seconde partie d'observer l'impact des observations faites dans la partie d'optimisation d'excitation. Pour cela, seules le sens et la forme de l'excitation sont ici discutés. La variation de la tension de polarisation avec une tension maximale fixe ne peut pas être mise en place du fait des amplitudes faibles fournies par les émetteurs analogiques.

Dans la première partie de l'étude, on se propose donc de regarder l'impact du sens de l'excitation sur le champ rayonné. Pour cela, on se met dans des conditions équivalentes à celles décrites précédemment (distance de 10 mm) et on applique des demi-cycles sinusoïdaux alternativement positif et négatif centrés à 5 MHz avec une amplitude de 39 V. Les résultats de mesures et de simulations sont présentés figure 15.12. On peut tout de suite remarquer que les pressions corroborent avec les remarques faites à partir du modèle d'une cellule dans le fluide : pour un demi-cycle positif, la pression crête à crête est fortement augmenté par rapport au demi-cycle négatif (54,6 kPa contre 30,6 kPa). Le modèle (figure 15.12-(c) et (d)) prédit correctement les amplitudes (respectivement 60,7 kPa et 32,1 kPa) compte tenu de l'incertitude de mesure. Néanmoins, on remarque sur la figure 15.12-(e), des différences notables entre spectres mesurés et simulés. Tout d'abord, un maximum local à 4 MHz apparaît dans les simulations, contrairement aux mesures qui présentent une bande relativement plate. Ce phénomène est sûrement dû à la différence entre excitation modélisée et réelle, cette dernière étant filtrée par l'émetteur. Cela explique notamment que cette différence ne soit pas présente sur la première comparaison qui était sur des signaux "filtrés" (ou du moins apodisé). Ensuite, on voit que les simulations surestiment la partie haute-fréquence de la bande (au-delà de 12 MHz). Dans le modèle, l'atténuation n'est pas pris en compte et il faut se rappeler que le modèle d'une cellule dans le fluide surévaluait déjà la partie non-linéaire du signal (voir le sous-chapitre 13.2).

On reprend finalement l'étude sur la forme du signal. Cette fois-ci, une étude uniquement expérimentale est présentée. on se cadre dans les mêmes conditions d'excitation que

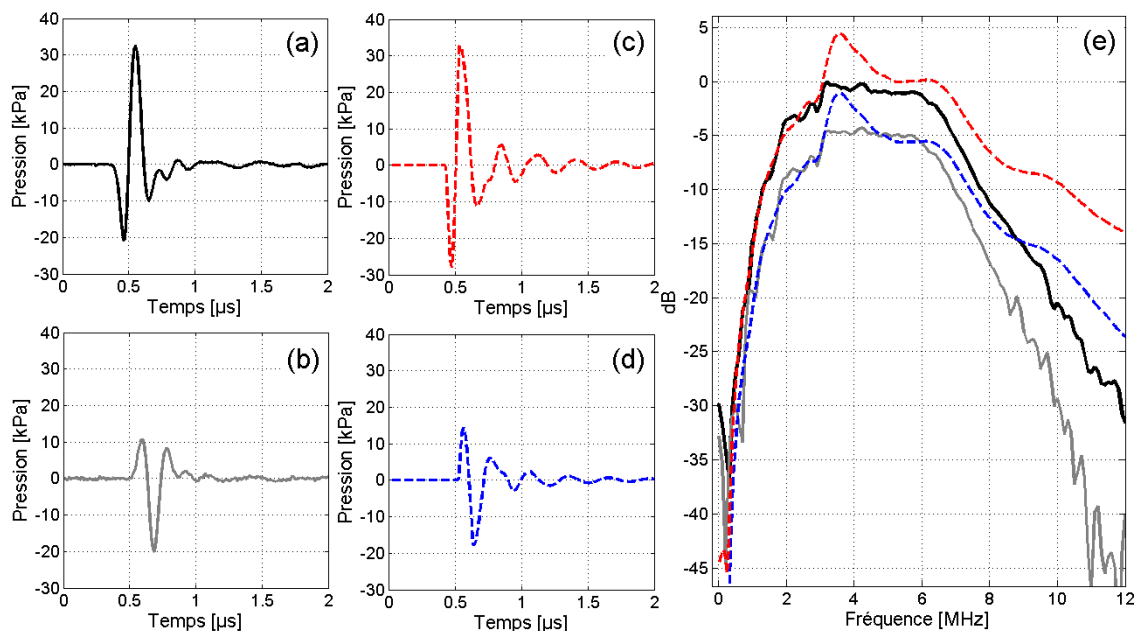


FIGURE 15.12 – Impact du sens d’excitation d’un demi-cycle de sinusoïde centrée à 5 MHz sur la pression rayonnée - Mesure : demi-cycle positif (a) et négatif (b) - Simulation : demi-cycle positif (c) et négatif (d) - comparaison des spectres mesurés et simulés (e)

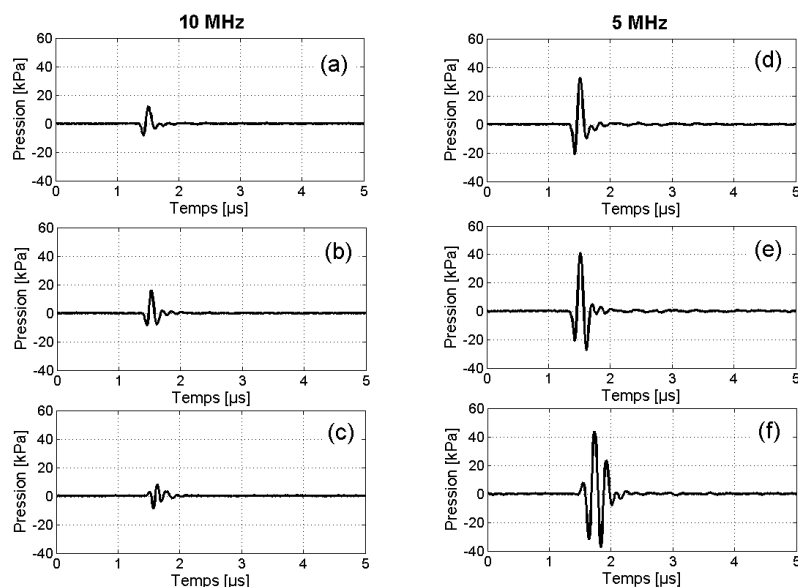


FIGURE 15.13 – Pression rayonnée d’un élément de barrette répondant à différentes formes d’excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f)

15.3. ÉTUDE DE LA PRESSION RAYONNÉE

celle présentée dans la partie 13.4.3 centrée à 5 et 10 MHz. Les pressions sont exposées figure 15.13, leurs spectres respectifs comparés dans la figure 15.14. De plus, l'ensemble de ces signaux est comparés suivant différents critères dans le tableau 15.2. On voit directement que les tendances simulées sur une cellule se confirme sur le champ de pression : le signal de 3 cycles apodisés est celui fournissant le niveau de pressions maximum avec la non-linéarité la plus faible. Néanmoins, on voit qu'en terme de bande passante, il est aussi celui qui est le plus défavorable. En terme d'imagerie, cela se traduirait par une résolution axiale amoindrie que celle offerte par le demi-cycle à 5 MHz par exemple.

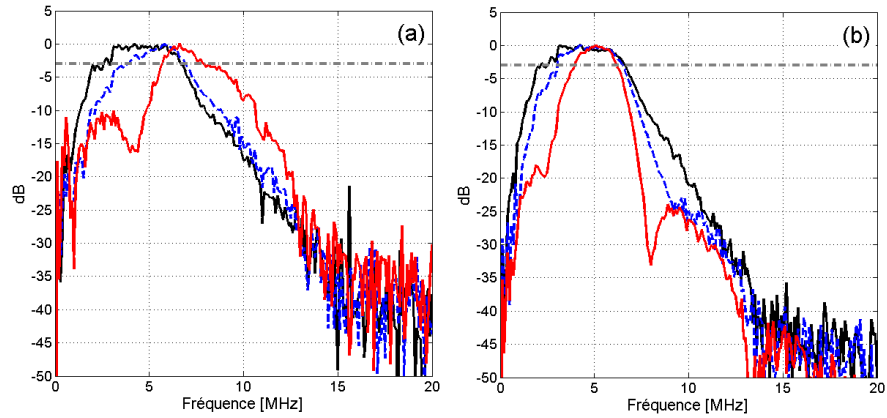


FIGURE 15.14 – Spectre de la pression rayonnée pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés)

Fréquence	Forme	$f_{centrale}$ (MHz)	BW-3dB (%)	P_{ray} (kPa)	NL (dB)
10 MHz	Demi-cycle	4,8	78,8	20,8	-15,4
	1 cycle	5,4	55,6	24,9	-19
	3 cycles apodisés	6,8	32,4	17,2	NC
5 MHz	Demi-cycle	4,4	101,8	54,6	-14,1
	1 cycle	4,8	72,5	69,8	-24
	3 cycles apodisés	5,1	43,9	80,3	-26

TABLE 15.2 – Résumé des performances sur la pression associées à l'étude d'optimisation présenté dans le tableau 15.2(où BW-3dB est la bande passante à -3 dB, P_{ray} est la pression maximale et NL l'amplitude de l'harmonique double sur la fréquence centrale)

Finalement, on voit que, suivant l'application, il faudrait choisir soit l'excitation large bande (centrée à 5 MHz) pour une bande optimale soit une excitation plus centrée pour des niveaux de pressions maximaux. De plus, on remarque qu'en terme de niveaux de pressions et de non-linéarité le modèle d'une cellule dans le fluide est un bon prédictateur de comportement. Pour l'évaluation des bandes passantes, nous avons validé le modèle d'un élément de barrette sur différents signaux qui permet d'évaluer relativement correctement le comportement global d'un élément de cMUT au prix de temps de calcul fortement augmenté (par comparaison, le calcul pour une même excitation sera multiplié par 3 dans le cas d'un élément par rapport à une cellule seule).

Chapitre 16

Exploitation des cMUTs en régime forcé basse fréquence

16.1 Identification et motivation du concept

Le sujet de ce dernier chapitre est de proposer une solution originale pour l'émission d'onde ultrasonore basse fréquence dans l'air (< 1 MHz) et dans l'eau (< 2 MHz). Dans l'air, les applications visées à ces fréquences sont toutes celles nécessitant la propagation d'ondes aériennes comme le CND, la transmission de données, etc (voir la section 3.1.2). Celles visées pour la propagation dans un fluide comprennent dans le domaine médical l'exploration dans ou à travers des tissus très atténuants (par exemple l'os), les applications de thérapie comme le HIFU (voir section 3.2.4) mais aussi, dans le domaine de l'industrie, le CND à couplage fluide.

L'utilisation conventionnelle des cMUTs est d'appliquer soit une excitation centrée autour de leurs fréquences de résonance (dans le cas des applications médicales thérapeutiques), soit une excitation impulsionnelle large bande (échographie) pour pouvoir produire l'onde en face-avant. On utilise alors le cMUT dans ce que nous avons appelé le "régime inertiel" dans les chapitres précédents (chapitres 13 et 15).

Pour la génération d'onde basse fréquence, ce type d'excitation entraîne sur la conception des capteurs de nombreuses contraintes. D'un point de vue technologique, afin d'obtenir une rigidité en flexion assez faible pour permettre une fréquence de résonance dite "basse", il est nécessaire d'augmenter le ratio largeur sur épaisseur de la membrane ou d'utiliser des matériaux structurels à faible module d'Young. Pour les procédés utilisant le micro-usinage de surface, certaines limitations interviennent alors : les cellules de largeurs supérieures à $100\text{ }\mu\text{m}$ et des dépôts de couches inférieures à 100 nm et supérieures à 500 nm sont difficilement réalisables (cf. section 2.2). Les procédés de fabrication "wafer-bonding" (voir section 2.3), quant à eux, permettent un ratio largeur sur épaisseur beaucoup plus important mais pour des épaisseurs d'un ordre de grandeur supérieur (de l'ordre du microns) ce qui en fait une technologie beaucoup plus onéreuse. De plus, la faible rigidité en flexion provoque de fortes déflexions dues aux différences de pressions entre l'extérieur et l'intérieur de la cavité (voir par exemple les déflexions mesurées pour les transducteurs destinés aux

applications de haut-parleur ultra-directif, section 3.1.2.3). Les solutions envisageables sont soit d'augmenter largement la hauteur de cavité pour compenser la déflexion ou de mettre la cavité en équipression avec l'extérieur. La première de ces propositions génère alors des tensions de collapse très élevées qui entraînent la nécessité d'utiliser de très fortes tensions d'excitation pour un fonctionnement optimal alors que la deuxième détériore fortement les performances de la cellule du fait de l'amortissement du fluide dans la cavité (voir chapitre 6.4).

Aux vues de toutes ces difficultés, on se propose ici d'utiliser les cMUTs en régime forcé, en dessous de leurs fréquences de résonances. Les cellules sont alors dans le domaine de fonctionnement élastique ou "pseudo-statique" que nous avons identifiée précédemment. En effet, nous avons vu (chapitre 13) la propension de ces dispositifs à répondre à des excitations de fréquences centrales bien en-deçà de leurs fréquences de résonance. La réponse de la membrane suit alors la forme de l'excitation appliquée et produit de grands déplacements qui, au maximum, permettent de couvrir la totalité de la hauteur de cavité.

Cette méthode d'excitation des cMUTs entraîne des critères de fabrication relativement différents de ceux utilisés pour les excitations à la résonance. Le chapitre suivant consiste à présenter les règles qui régissent le dimensionnement de ces capteurs. Une validation du concept d'émission basse fréquence sera ensuite menée en simulation à partir de mesures de déplacement effectuées sur un transducteur cMUT initialement dédiée à l'imagerie médicale (section 16.3.1).

16.2 Critère de design adaptée au régime forcé basse-fréquence

Nous nous attachons tout d'abord à identifier les critères déterminant la pression générée dans le milieu. Dans le domaine des fréquences basses, chaque membrane se comporte comme un point source "idéal" de pression. Deux paramètres conditionnent ainsi l'amplitude de la pression ultrasonore émise : l'amplitude moyenne de déplacement d'une membrane et le nombre de membranes cMUT mises en jeu. En d'autres termes, à surface équivalente, c'est le taux de couverture et l'amplitude moyenne des déplacements qui définissent l'intensité ultrasonore rayonnée, celle-ci dépendant de l'application visée (voir chapitre 3).

Il est habituel d'exprimer les pressions en fonction d'une pression de référence à l'aide du *SPL* (Sound Pressure Level). Dans l'air, la pression de référence est de $p_{ref}^{air} = 20 \mu\text{Pa}$ et dans l'eau de $p_{ref}^{eau} = 1 \mu\text{Pa}$.

On définit alors le *SPL* tel que

$$SPL = 20 \log\left(\frac{p}{p_{ref}}\right) \quad (16.1)$$

On cherche ici à estimer la pression émise d'un cMUT en champ lointain. On utilise pour cela l'équation suivante :

$$p = \frac{\rho_0 S \omega^2 \times u_{moyen}}{2z} \quad (16.2)$$

avec

16.2. CRITÈRE DE DESIGN ADAPTÉE AU RÉGIME FORCÉ BASSE-FRÉQUENCE

ρ_0 la masse volumique du fluide,

S la surface du transducteur,

$\omega = 2\pi f$ la pulsation où f est la fréquence d'excitation,

u_{moyen} le déplacement moyen de la membrane.

Le déplacement moyen de la membrane u_{moyen} est évalué en première approche comme étant égale au tiers de son déplacement maximal : $u_{moyen} = u_{max}/3$. Le déplacement maximal admissible étant, pour une hauteur de cavité donnée, fixée par la déflexion initiale de la membrane.

Dans le cadre de notre étude, on s'attachera à obtenir des niveaux de pressions utiles de l'ordre de 70 à 130 dB SPL pour les applications aériennes et de l'ordre de 220 à 240 dB SPL (100 kPa à 1 MPa) pour les applications en immersion (de l'imagerie conventionnelle aux applications à hautes intensités comme le HIFU).

Milieu	Niveau de pression recherchée	Déplacement moyen	Déplacement maximal
AIR	70 dB	0.5 nm	1.5 nm
	130 dB	120 nm	360 nm
EAU	220 dB	20 nm	60 nm
	240 dB	200 nm	600 nm

TABLE 16.1 – Déplacements moyens et maximaux nécessaires pour des applications de propagation dans l'air et l'eau centrée à 500 kHz, appliqué à un transducteur de surface rayonnante de 10×10 mm² (ici l'atténuation dans l'air de 0.35 dB/cm à 500 kHz est prise en compte)

Ainsi, pour un transducteur d'une surface rayonnante de 10×10 mm² avec un taux de recouvrement de 50%, à une distance de 30 cm pour l'air et de 10 cm pour l'eau avec une fréquence d'excitation de 500 kHz, les niveaux de déplacements moyens minimaux et maximaux pour les deux domaines de propagation varient entre 0,5 et 120 nm dans l'air contre 20 à 200 nm dans l'eau (voir tableau 16.1).

Il s'agit maintenant d'identifier les règles de designs à appliquer pour la génération d'onde basse fréquence en régime forcée.

Les critères de choix sont les suivants :

- une fréquence de résonance au moins deux fois supérieures aux fréquences d'excitation recherchées afin de garantir leurs appartenances au régime élastique,
- une déflexion initiale faible pour permettre des amplitudes de déplacement suffisants,
- une tension de collapse inférieure à 150 V autorisant l'utilisation de systèmes d'émission standards et permettant d'éviter tout risque de vieillissement diélectrique prématurée (comme le claquage, les effets de charges...) des membranes généralement dû à des tensions élevées.

16.2. CRITÈRE DE DESIGN ADAPTÉE AU RÉGIME FORCÉ BASSE-FRÉQUENCE

Une étude multi-paramétrique de simulation a été mise en place afin de mettre en avant les couloirs technologiques de design des capteurs pour les deux types d'excitation (forcée et résonant). Pour cela, le modèle présenté dans le chapitre 7 est utilisée. Il a été choisi ici de présenter une étude cadrant avec le procédé de fabrication présenté dans la section 2.4. On considère donc des membranes fabriquées en nitrure de silicium possédant un module d'Young $E = 200$ GPa. De plus, on limite l'étude pour une hauteur de cavité de $h_{GAP} = 200$ nm, cette dernière ne jouant que sur le critère de tension de collapse.

La figure 16.1 présente en fonction de l'épaisseur de membrane (variant de 100 à 1000 nm) et de sa largeur (variant entre 10 et 80 μm) les domaines de validités pour l'excitation conventionnelle (domaine 1) et l'excitation en régime forcée (domaine 2).

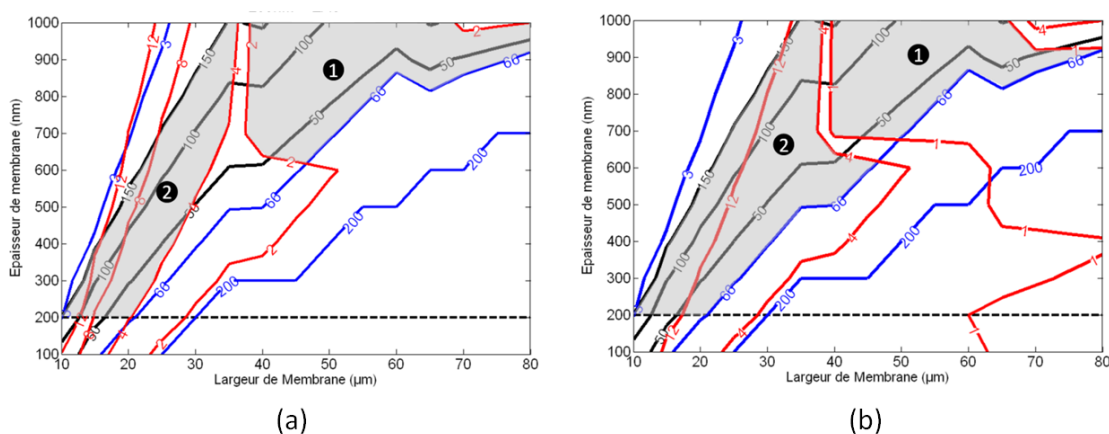


FIGURE 16.1 – Etude des domaines de validité du régime classique de résonance (domaine 1) et du régime forcé basse fréquence (domaine 2) en fonction de la largeur de la cellule unitaire et de l'épaisseur de membrane - (a) dans l'eau (b) dans l'air (lignes de niveaux rouges : fréquence de résonance, lignes de niveaux bleues : déflexion initiale, lignes de niveaux noires : tension de collapse)

Pour le régime forcé, les valeurs limites ont donc été les suivantes : une déflexion initiale inférieure à 66 nm (lignes de niveau bleues), une fréquence de résonance inférieure à 4 MHz dans l'eau et dans l'air (lignes de niveau rouges) et une tension de collapse inférieure à 150 V. On voit ici que le domaine de validité du régime résonant (domaine 1) nécessite des épaisseurs de membranes au minimum égales à 600 nm pour travailler en basses fréquences. Comme nous l'avons déjà dit, ces épaisseurs nécessitent la plupart du temps l'utilisation de techniques de type "wafer-bonding" qui sont beaucoup plus onéreuses. Le domaine du régime forcé (domaine 2) permet d'étendre l'utilisation des cMUTs en basse fréquence pour des membranes d'épaisseur plus faible, avec de faibles déflexions et de faibles tensions de collapse donc compatible avec des technologies à faible coût de type micro-usinage de surface. Pour ce type d'excitation, la largeur de membrane utile se situe alors entre 10 et 40 μm et on peut alors se limiter à une épaisseur entre 100 et 600 nm. On remarque de plus la possibilité d'utiliser ce type de membrane en mode mixte dans un fluide : en mode forcé pour la génération d'onde basse fréquence et en mode résonant, pour la génération d'ondes de gamme [4-15 MHz]. Ce type de dispositif offre ainsi une potentialité d'utilisation

bi-fonction de type imagerie/thérapie.

16.3 Validation du concept de régime forcée

16.3.1 Simulation des pressions rayonnées

Afin de valider le concept d'émission basse fréquence que nous proposons, nous prendrons comme référence de dispositif cMUT, un transducteur dédié à l'imagerie médicale ultrasonore, dont la fréquence centrale est de 6 MHz. Ce dispositif a déjà été étudié dans la section 15.1. Pour rappel, les membranes sont de géométrie carré, de taille $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ et une répartition sur l'élément de barrette en 4 colonnes distantes de centre à centre de $35 \mu\text{m}$. La distance de membrane à membrane au sein de chaque colonne est aussi de $35 \mu\text{m}$.

Les courbes d'impédancemétrie dans l'air et dans l'eau ont été préalablement présentées sur les figures 4.9 et 4.10. Dans l'air, la fréquence de résonance de la membrane a été identifiée à 14 MHz et la fréquence centrale de la membrane autour de 6 MHz. La tension de collapse a été déterminée autour de 48 V à l'aide de la mesure de capacité basse fréquence (figures 4.9-(b) et 4.10-(b)).

La déflexion initiale a été évaluée à 58 nm (figure 15.2-(b)). Compte tenu de la hauteur de cavité de ces dispositifs ($h_{\text{GAP}} = 200 \text{ nm}$), l'amplitude crête-crête maximum que pourra supporter la membrane sera de 200-58 nm de déflexion initiale soit approximativement 140 nm. Par ailleurs, puisque le collapse est atteint lorsque le déplacement moyen de la membrane atteint 1/3 de la hauteur de cavité, la valeur maximale de déplacement admissible sera en pratique plus faible.

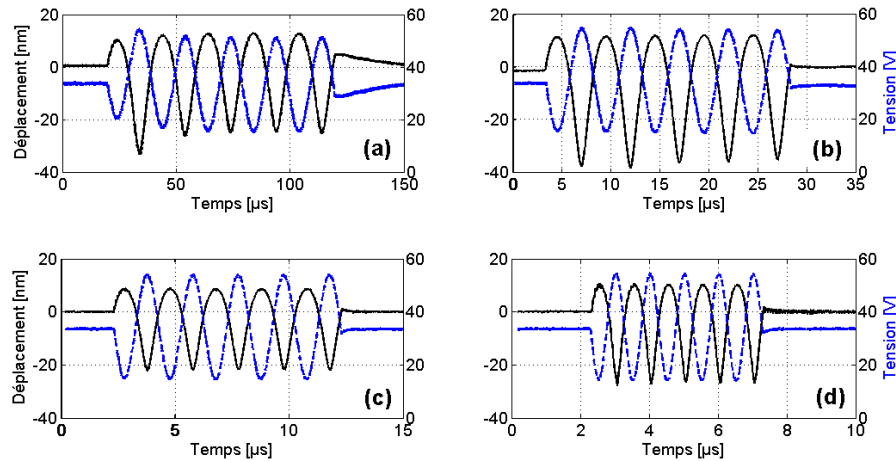


FIGURE 16.2 – Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'air pour 4 fréquences d'excitations : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz
(courbes noires : déplacement, courbes bleues : tension d'excitation)

La méthode que nous proposons vise à exploiter le cMUT bien en dessous de sa bande de fréquence nominale de travail, ici entre 100 kHz et 1 MHz en milieu fluide et entre 50

kHz et 1 MHz dans l'air. Pour cela, nous avons polarisé les cMUTs à 75% de la tension de collapse statique soit 35 V et soumis les membranes à un signal d'excitation mono-fréquence, comportant 5 cycles consécutifs. Nous avons, pour les deux configurations de mesure, air et eau, ajuster manuellement l'amplitude crête à crête des signaux émis pour que le déplacement soit maximum sans atteindre le régime de collapse/snapback. Cette valeur correspond à 120% de la tension de collapse statique. Pour les mesures dans l'air, toutes les membranes présentent la même réponse, elles sont reportées dans la figure 16.2. Nous avons suivi le même protocole pour les mesures dans l'huile. Les mesures sont reportées dans la figure 16.3. De la même façon toutes les membranes mesurées, qu'elles soient sur les colonnes extérieures ou intérieures, contrairement aux mesures large bande (cf. section 15.1), possédaient des réponses identiques.

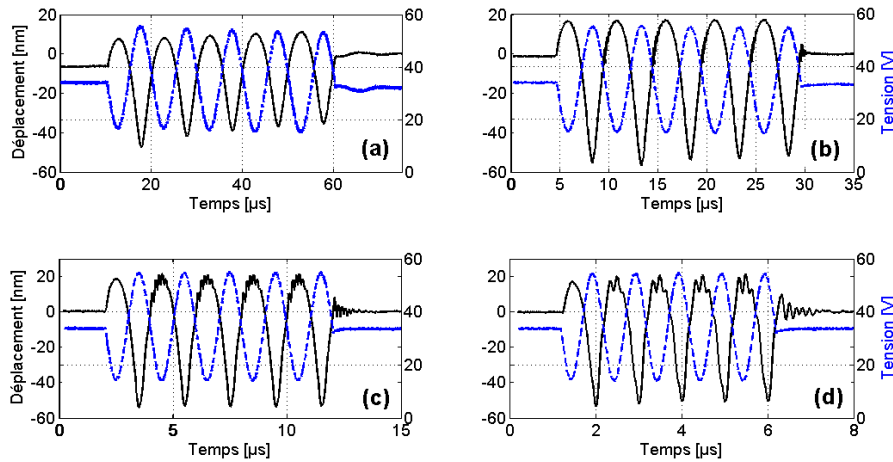


FIGURE 16.3 – Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'eau pour 4 fréquences d'excitations : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz
(courbes noires : déplacement, courbes bleues : tension d'excitation)

On utilise le modèle temporel présenté dans la partie III pour simuler les réponses mesurées et remonter ainsi au déplacement moyen balayé par les membranes mesurées. Les figures 16.4 et 16.5 reportent les simulations et les comparent aux données expérimentales obtenues respectivement dans l'air et dans l'huile. Le modèle employé ici ne simule qu'une seule membrane alors que les mesures sont issues d'une population de cellules rayonnant dans le fluide.

Comme on pouvait s'y attendre, en régime élastique, le couplage par le fluide est pratiquement inexistant (voir section 15.1) et le modèle décrit bien le comportement mesuré. A noter tout de même qu'à 1 MHz, la membrane seule que l'on simule semble moins amortie que la mesure. Cela est dû aux couplages mutuels entre membranes qui, sur la mesure, apporte un effet d'amortissement supplémentaire non pris en compte dans la simulation. Toutefois, dans ce cas de figure, la fréquence 1 MHz est la limite haute de validité du principe de génération basse fréquence que nous proposons ici. Si l'on souhaite repousser cette limite, il suffit de concevoir un réseau de cMUTs dont la fréquence de couplage fluide/membrane sera repoussée au-delà de 8 MHz.

A partir des déplacements moyens obtenus par simulation, nous avons déterminé le

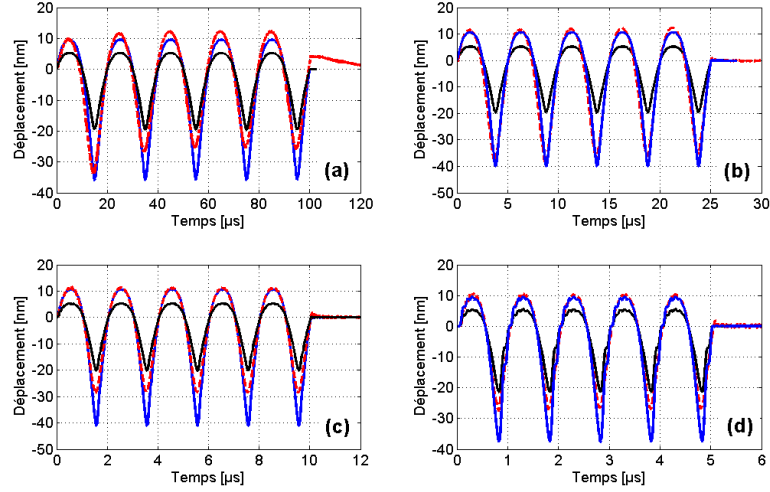


FIGURE 16.4 – Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l’air : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen)

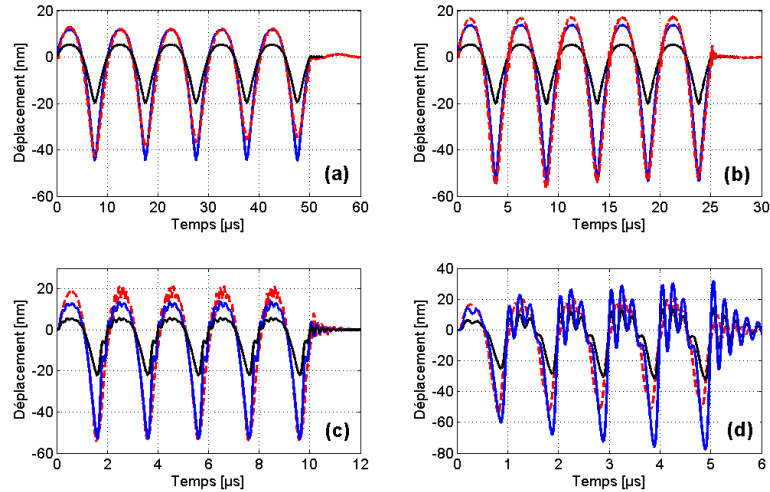


FIGURE 16.5 – Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l’eau : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen)

champ de pression rayonné par un transducteur basse fréquence comportant plusieurs sources cMUTs considérées ici comme indépendantes. Le modèle de propagation utilisé a été développé, comme dans la section 15.3, à partir du programme de simulation de propagation *DREAM*. Chaque cMUT est assimilé à un piston parfait dont le déplacement correspondant au déplacement moyen a été calculé à partir des mesures.

Les paramètres de l’air utilisés sont [ONDA] :

- Célérité dans l’air à 10°C : 344 m/s

16.3. VALIDATION DU CONCEPT DE RÉGIME FORCÉE

- masse volumique : 1.293 kg/m^3
- atténuation : 0.8 dB/cm/MHz

Pour l'émission dans l'air, nous avons évalué un transducteur de géométrie carré de taille $30 \times 30 \text{ mm}^2$ comportant un réseau 2D de membrane $20 \times 20 \text{ }\mu\text{m}^2$ avec une périodicité de $30 \text{ }\mu\text{m}$, soit un taux de couverture de 45 % et donc une surface active moyenne de 405 mm^2 . Pour les 4 fréquences mesurées, nous avons déterminé le champ de pression à la limite de champ proche, dans l'axe du transducteur, soit respectivement 65, 252, 654 et 1308 mm pour 50 kHz, 200 kHz, 500 kHz et 1 MHz. Les champs de pression associés sont reportés dans la figure 16.6. Afin d'éviter les effets transitoires liés à la discontinuité initiale des signaux d'excitation utilisés, nous avons recalculer le déplacement pour une excitation de 5 cycles apodisée par une fonction de type gaussienne. Notons que cette capacité, pour les technologies cMUTs en régime élastique, à subir des régimes transitoires importants, impliquent d'utiliser des sources d'excitation parfaitement filtrées, puisque contrairement aux dispositifs piézoélectriques, il n'y a pratiquement aucun effet d'inertie. Les valeurs du champ de pression ont été normalisées par la surface active d'émission, car ici la pression est directement dépendante du nombre de cellules mises en jeu. Le taux de couverture, liée à la technologie de fabrication, même s'il est faible pourra être compensé par une surface de transducteur plus grande.

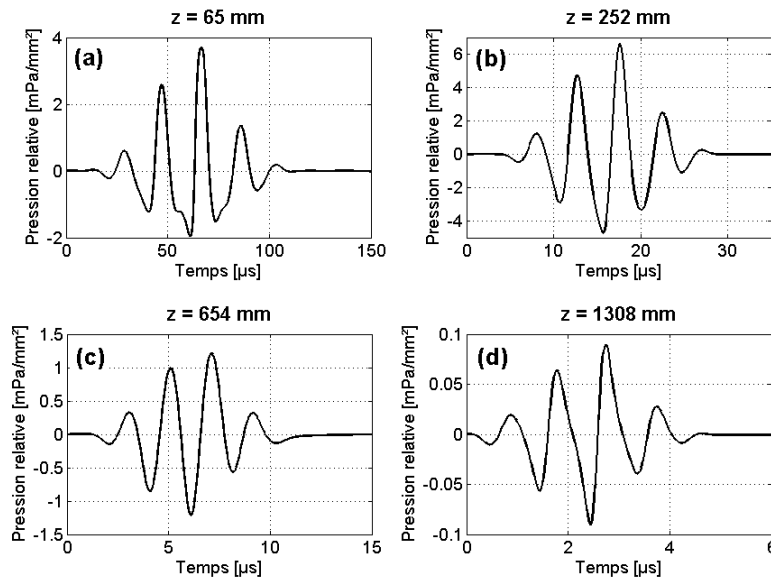


FIGURE 16.6 – Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'air d'une source de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz

Le champ de pression émis suit parfaitement la fréquence d'excitation initialement appliquée au cMUT. Les valeurs de pression atteintes sont comparables aux valeurs nécessaires à une exploitation de ces dispositifs dans l'air. On peut, à titre indicatif, rappeler les normes de transmission dans l'air où la valeur de référence du SPL (Sound Pressure Level) est de $20 \text{ }\mu\text{Pa}$ à une distance de 30 cm et qu'une application de transmission de donnée

par exemple nécessite une pression de l'ordre 100-120 dB c'est-à-dire entre 2 et 20 Pa.

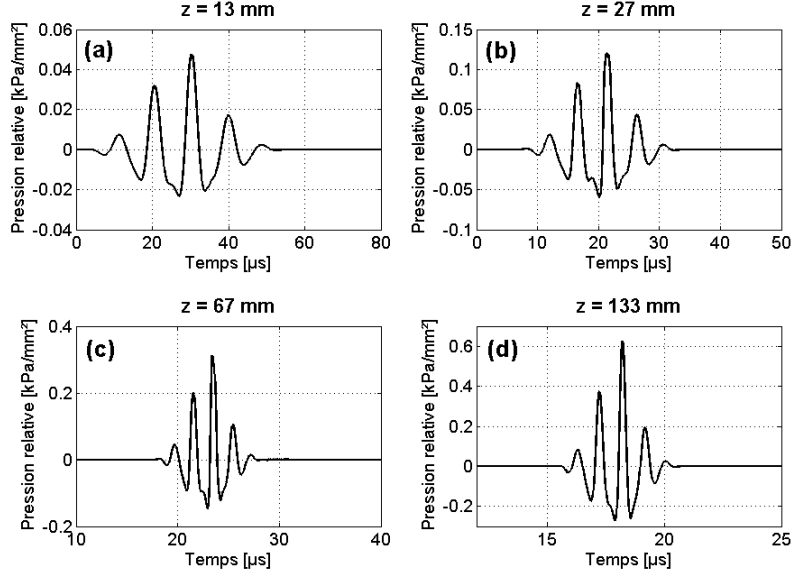


FIGURE 16.7 – Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'eau d'une source de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz

Pour la détermination du champ de pression dans le fluide, nous sommes partis d'un transducteur de géométrie carré de surface $20 \times 20 \text{ mm}^2$, avec un taux de couverture de 45 %. De la même façon, les champs de déplacement émis ont été calculé avec une excitation apodisé afin d'éviter les effets de bord liés au transitoires. Pour le cas particulier de l'excitation à 1 MHz, la membrane a été considérée dans un réseau de 5×5 cellules (voir section 15.2.1) afin de prendre en compte l'amortissement dû au couplage entre membrane. Le champ de pression a été déterminé à la limite du champ proche à 13, 27, 67 et 133 mm pour les fréquences de 100, 200, 500 et 1 MHz. Les champs de pression émis dans l'axe du transducteur sont reportés dans la figure 16.7. La capacité de ces technologies à produire des champs basse fréquence en régime élastique est ici démontrée. Les valeurs de pression obtenues sont comparables à ce que peuvent produire les dispositifs piézoélectriques, avec pour avantage d'avoir un encombrement nettement plus faible.

16.3.2 Validation expérimentale

Afin de compléter la validation du concept d'excitation dans le régime élastique, une mesure du champ de pression est effectuée dans l'eau sur la sonde d'imagerie utilisée dans la section 15.3. A l'aide du même dispositif expérimental, 25 éléments de barrette ont été mis en parallèle permettant d'obtenir l'équivalent d'un mono-élément de $7,8 \times 7,8 \text{ mm}^2$. Les éléments ont été excités par un signal apodisé de 5 cycles de sinusoïde centrée à 500 kHz et 1 MHz d'amplitude $78 V_{pp}$ et une tension de polarisation de 66% de $V_{collapse}$ soit 73 V a été appliquée. Pour rappel, les cellules sont de forme rectangulaire de $60,5 \times 20,5 \text{ μm}^2$ et le taux de couverture est ici aux alentours de 60% donc bien supérieur à celui appliquée

dans les simulations. Les mesures de pression à 10 mm (en champ lointain) ainsi que leurs spectres sont reportés dans la figure 16.8.

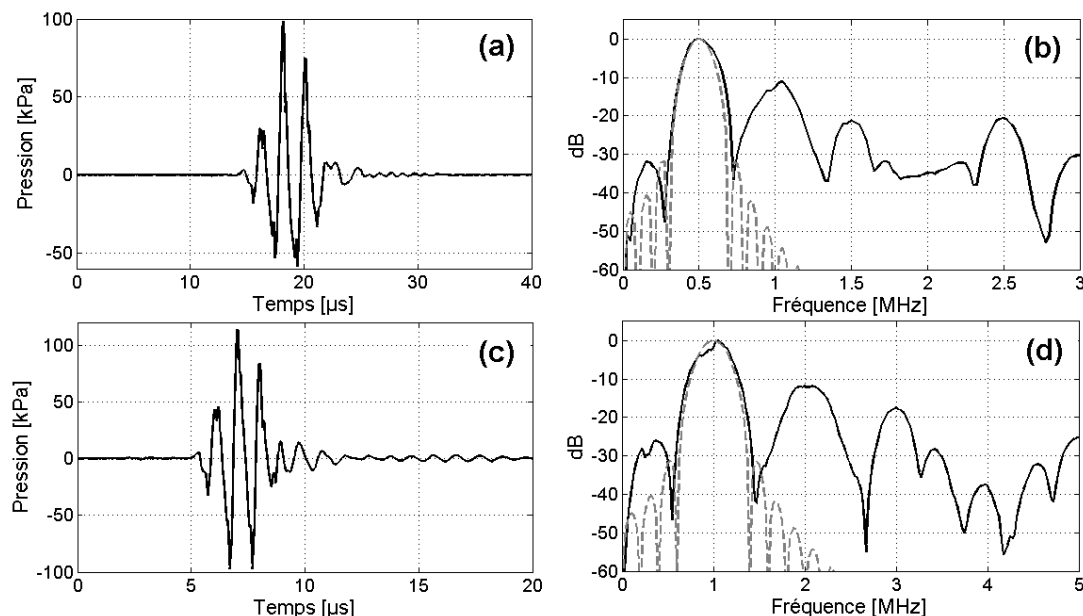


FIGURE 16.8 – Validation expérimentale du régime forcé sur une sonde d'imagerie où 25 éléments sont connectés en parallèle - régime forcé à 500 kHz (a) forme temporelle (b) spectre de la réponse - régime forcé à 1 MHz (c) forme temporelle (d) spectre de la réponse (pour (b) et (d) la courbe grise correspond au spectre de l'émission et la courbe noire au spectre de la pression)

On voit ainsi que, dans les deux cas, le champ de pression suit bien l'excitation et les valeurs pic-pic de pressions obtenues sont de l'ordre de 200 kPa (sans focalisation). On peut remarquer la forte non-linéarité des pressions émises (fréquence double de la fréquence d'excitation autour de -10 dB). bien que celle-ci soit en parti liée aux émetteurs analogiques (on se trouve ici dans les limites basses de leurs bandes), on voit ainsi que l'un des enjeux de ce type de fonctionnement est la minimisation de la non-linéarité notamment à travers une optimisation d'excitation.

Nous avons donc montré que ce type d'excitation est une alternative intéressante pour l'émission d'ultrasons basse fréquence dans l'air et dans l'eau, tout en se cadrant dans un procédé à bas coût de production. La prochaine étape est le développement de capteurs spécialement conçus pour ce type d'excitation en suivant les règles de dimensionnement exposées dans ce chapitre.

Conclusion

Ici la Conclusion...

CONCLUSION

Bibliographie

- [1] C. BAYRAM, S. OLCUM, M. N. SENLIK et A. ATALAR : Bandwidth improvement in a cmut array with mixed sized elements. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 4, p. 1956–1959, 2005.
- [2] A. BUHRDORF, L. TEBJE, O. AHRENS, O. GLITZA et J. BINDER : Capacitive micro-machined ultrasonic transducer (cmut) array for the frequency range below 500 khz. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 915–918, 2000.
- [3] M. BUIGAS, F. M. de ESPINOSA, G. SCHMITZ, I. AMEIJERAS, P. MASEGOSA et M. DOMÍNGUEZ : Electro-acoustical characterization procedure for cmut. *Ultrasonics*, 43(5):383 – 390, 2005.
- [4] A. CARONTI, A. COPPA, A. SAVOIA, C. LONGO, P. GATTA, B. MAUTI, A. CORBO, B. CALABRESE, G. BOLLINO, A. PAZ, G. CALIANO et M. PAPPALARDO : Curvilinear capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) array fabricated using a reverse process. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 2092–2095, 2008.
- [5] M.-W. CHANG, H.-C. DENG, D.-C. PANG et M.-Y. CHEN : A novel method for fabricating sonic paper. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 527–530, 2007.
- [6] C.-H. CHENG, C. CHAO, X. SHI et W. LEUNG : A flexible capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) array with increased effective capacitance from concave bottom electrodes for ultrasonic imaging applications. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 996–999, 2009.
- [7] E. CIANCI, V. FOGLIETTI, G. CALIANO et M. PAPPALARDO : Micromachined capacitive ultrasonic transducers fabricated using silicon on insulator wafers. *Microelectronic Engineering*, 61-62:1025 – 1029, 2002.
- [8] E. CIANCI, V. FOGLIETTI, D. MEMMI, G. CALIANO, A. CARONTI et M. PAPPALARDO : Fabrication of capacitive ultrasonic transducers by a low temperature and fully surface-micromachined process. *Precision Engineering*, 26(4):347 – 354, 2002.
- [9] W. P. EATON et J. H. SMITH : Micromachined pressure sensors : review and recent developments. *Smart Materials and Structures*, 6(5):530, 1997.
- [10] P. ECCARDT, K. NIEDERER et B. FISCHER : Micromachined transducers for ultrasound applications. *In IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM*, 1997.
- [11] P. C. ECCARDT, K. NIEDERER, T. SCHEITER et C. HIEROLD : Surface micromachined ultrasound transducers in cmos technology. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 2, p. 959–962, 3–6 Nov. 1996.

- [12] A. ERGUN : Capacitive micromachined ultrasonic transducers : Fabrication technology. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 2005.
- [13] A. S. ERGUN, Y. HUANG, C.-H. CHENG, O. ORALKAN, J. JOHNSON, H. JAGANNATHAN, U. DEMIRCI, G. G. YARALIOGLU, M. KARAMAN et B. T. KHURI-YAKUB : Broadband capacitive micromachined ultrasonic transducers ranging from 10 khz to 60 mhz for imaging arrays and more. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1039–1043, 2002.
- [14] W. A. GRANDIA et C. M. FORTUNKO : Nde applications of air-coupled ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 1, p. 697–709, 1995.
- [15] H. GUCKEL, J. SNIEGOWSKI, T. CHRISTENSON, S. MOHNEY et T. KELLY : Fabrication of micromechanical devices from polysilicon films with smooth surfaces. *Sensors and Actuators*, 20(1-2):117 – 122, 1989. A Special Issue Devoted to Micromechanics.
- [16] M. I. HALLER et B. T. KHURI-YAKUB : A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1241–1244, 1994.
- [17] M. I. HALLER et B. T. KHURI-YAKUB : A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 43(1):1–6, 1996.
- [18] S. HANSEN, N. IRANI, F. L. DEGERTEKIN, I. LADABAUM et B. T. KHURI-YAKUB : Defect imaging by micromachined ultrasonic air transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1003–1006, 1998.
- [19] S. T. HANSEN, B. J. MOSSAWIR, A. SANLI ERGUN, F. LEVENT DEGERTEKIN et B. T. KHURI-YAKUB : Air-coupled nondestructive evaluation using micromachined ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1037–1040, 1999.
- [20] D. HOHM et R. GERHARD-MULTHAUPT : Silicon-dioxide electret transducer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(4):1297–1298, 1984.
- [21] Y. HUANG, X. ZHUANG, E. O. HAEGGSTROM, A. S. ERGUN, C.-H. CHENG et B. T. KHURI-YAKUB : Capacitive micromachined ultrasonic transducers (cmuts) with isolation posts. *Ultrasonics*, 48(1):74 – 81, 2008.
- [22] D. A. HUTCHINS, J. S. MCINTOSH, A. NEILD, D. R. BILLSON et R. A. NOBLE : Radiated fields of capacitive micromachined ultrasonic transducers in air. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(3):1435–1449, 2003.
- [23] E. JEANNE : *Réalisation et caractérisations électromécaniques de transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés*. Thèse de doctorat, Université François Rabelais de Tours, 2008.
- [24] J. KNIGHT, J. MCLEAN et F. L. DEGERTEKIN : Low temperature fabrication of immersion capacitive micromachined ultrasonic transducers on silicon and dielectric substrates. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 51(10):1324–1333, Oct. 2004.
- [25] I. LADABAUM, X. C. JIN et B. T. KHURI-YAKUB : Air coupled through transmission of aluminum and other recent results using muts. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 983–986, 1997.

- [26] I. LADABAUM, B. T. KHURI-YAKUB, D. SPOLIANSKY et M. I. HALLER : Micromachined ultrasonic transducers (muts). *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 1, p. 501–504, 1995.
- [27] J. H. LEE, H. H. CHUNG, S. Y. KANG, J. T. BAEK et H. J. YOO : Fabrication of surface micromachined polysilicon actuators using dry release process of hf gas-phase etching. *In Proc. Electron. Devices Meeting*, 1996.
- [28] C.-H. LIU et P.-T. CHEN : Surface micromachined capacitive ultrasonic transducer for underwater imaging. *Chinese Institute of Engineers, Taipei, TAIWAN, PROVINCE DE CHINE*, 30(3):447–458, 2007.
- [29] J. LIU, C. OAKLEY et R. SHANDAS : Capacitive micromachined ultrasonic transducers using commercial multi-user mumps process : Capability and limitations. *Ultrasonics*, 49(8):765 – 773, 2009.
- [30] A. LOGAN et J. T. W. YEOW : Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with a novel silicon-nitride-based wafer bonding process. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(5):1074–1084, 2009.
- [31] A. S. LOGAN et J. YEOW : 1-d cmut arrays fabricated using a novel wafer bonding process. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 1226–1229, 2008.
- [32] D. MEMMI, V. FOGLIETTI, E. CIANCI, G. CALIANO et M. PAPPALARDO : Fabrication of capacitive micromechanical ultrasonic transducers by low-temperature process. *Sensors and Actuators A : Physical*, 99(1-2):85 – 91, 2002.
- [33] G. T. MULHERN, D. S. SOANE et R. T. HOWE : Supercritical carbon dioxide drying of microstructures. *In Proc. 7th Int. Conf. Solid-State Sens. Actuators*, 1993.
- [34] P. MURPHY, K. HUBSCHI, N. DE ROOIJ et C. RACINE : Subminiature silicon integrated electret capacitor microphone. *IEEE Trans. Elect. Insul.*, 24(3):495–498, 1989.
- [35] R. A. NOBLE, R. J. BOZEAT, T. J. ROBERTSON, D. R. BILLSON et D. A. HUTCHINS : Novel silicon nitride micromachined wide bandwidth ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1081–1084, 1998.
- [36] A. OCTAVIO, C. J. MARTIN, O. MARTINEZ, J. HERNANDO, L. GOMEZ-ULLATE et F. Montero de ESPINOSA : A linear cmut air-coupled array for nde based on mumps. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, p. 2127–2130, 28–31 Oct. 2007.
- [37] S. OLCUM, A. ATALAR, H. KOYMEN et M. N. SENLIK : Stagger tuned cmut array for wideband airborne applications. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 2377–2380, 2006.
- [38] S. OLCUM, K. OGUZ, M. N. SENLIK, F. Y. YAMANER, A. BOZKURT, A. ATALAR et H. KOYMEN : Wafer bonded capacitive micromachined underwater transducers. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 976–979, 2009.
- [39] K. K. PARK, H. J. LEE, M. KUPNIK, O. ORALKAN et B. T. KHURI-YAHUB : Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with direct wafer-bonding and locos technology. *In Proc. IEEE 21st International Conference on Micro Electro Mechanical Systems MEMS 2008*, p. 339–342, 13–17 Jan. 2008.
- [40] K. E. PETERSEN : Silicon as a mechanical material. *IEEE Journal of Proceedings*, 70(5):420–457, 1982.

- [41] A. RONNEKLEIV, K. MIDTBO et D. T. WANG : Fabrication and characterization of cmuts realized by wafer bonding. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 938–941, 2006.
- [42] P. R. SCHEEPER, A. G. H. van der DONK, W. OLTHUIS et P. BERGVELD : Fabrication of silicon condenser microphones using single wafer technology. *IEEE Journal of MEMS*, 1(3):147–154, 1992.
- [43] M. N. SENLIK, S. OLCUM, H. KOYMEN et A. ATALAR : Bandwidth, power and noise considerations in airborne cmuts. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 438–441, 2009.
- [44] SENTURIA : *Microsystem Design*. Kluwer, 2001.
- [45] A. SPRENKELS, R. GROOTHENGEL, A. VERLOOP et P. BERGVELD : Development of an electret microphone in silicon. *Sensors and Actuators*, 17(3-4):509 – 512, 1989.
- [46] K. SUZUKI, K. HIGUCHI et H. TANIGAWA : A silicon electrostatic ultrasonic transducer. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 36(6):620–627, 1989.
- [47] I. O. WYGANT, M. KUPNIK, B. T. KHURI-YAKUB, M. S. WOCHNER, W. M. WRIGHT et M. F. HAMILTON : The design and characterization of capacitive micromachined ultrasonic transducers (cmuts) for generating high-intensity ultrasound for transmission of directional audio. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 2100–2102, 2008.
- [48] I. O. WYGANT, M. KUPNIK, J. C. WINDSOR, W. M. WRIGHT, M. S. WOCHNER, G. G. YARALIOGLU, M. F. HAMILTON et B. T. KHURI-YAKUB : 50 khz capacitive micromachined ultrasonic transducers for generation of highly directional sound with parametric arrays. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(1):193–203, 2009.
- [49] I. O. WYGANT, M. KUPNIK, G. YARALIOGLU, B. T. KHURI-YAKUB, J. C. WINDSOR, W. M. WRIGHT, M. S. WOCHNER et M. F. HAMILTON : 50-khz capacitive micromachined ultrasonic transducers for generating highly directional sound with parametric arrays. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 519–522, 2007.
- [50] X. ZHUANG, D.-S. LIN, O. ORALKAN et B. T. KHURI-YAKUB : Flexible transducer arrays with through-wafer electrical interconnects based on trench refilling with pdms. *In Proc. MEMS Micro Electro Mechanical Systems IEEE 20th Int. Conf*, p. 73–76, 2007.

Résumé :

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés sont aujourd’hui une nouvelle alternative à la transduction d’ondes ultrasonores. En comparaison avec la technologie piézo-électrique, ils offrent des potentialités en termes de production, de miniaturisation et d’intégration d’une électronique associée mais aussi en termes de performances. Néanmoins, leur mise en œuvre n’en est encore qu’à ces balbutiements et la compréhension de leurs comportements nécessite d’être approfondie. C’est dans ce cadre que s’inscrit le présent travail de thèse. Nous proposons, dans un premier temps, à l’aide d’un modèle numérique basé sur une mécanique linéaire de plaques multicouches, d’étudier l’effet des contraintes initiales sur le comportement statique. Dans un second temps, l’impact de la non-linéarité de la dynamique d’une cellule, puis d’un réseau de cellules, est étudiée en s’appuyant à la fois sur des mesures d’interférométrie et sur un modèle temporel intégrant les effets du fluide. Enfin, nous proposons une optimisation de l’excitation et l’utilisation de ces dispositifs en régime forcée pour la génération d’onde basse fréquence dans l’air et dans l’eau.

Mots clés :

micro-système, transducteur ultrasonore capacitif, cMUT, contrainte initiale, plaque multicouche, modélisation temporelle, non-linéarité, interférométrie laser hétérodyne, microscopie holographique digital, collapse et snapback dynamique

Abstract :

here...

...
...
...
...
...
...
...
...

Keywords :

word 1, word 2,...